

**MESSUNG ^3He -INDUZIERTER REAKTIONEN
AN ^{24}Mg UND ANALYSE IM RAHMEN VERSCHIEDENER
REAKTIONSMODELLE**

von
Michael Berg
aus
Berlin

1974

**MESSUNG ^3He -INDUZIERTER REAKTIONEN
AN ^{24}Mg UND ANALYSE IM RAHMEN VERSCHIEDENER
REAKTIONSMODELLE**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Michael Berg
aus
Berlin

Als Dissertation genehmigt von der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	12. November 1974
Dekan:	Prof. Dr. J. Christiansen
Erstberichterstatter:	Priv.Do. Dr. A. Hofmann
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. E. Finckh

I N H A L T

1. Zusammenfassung	1
2. Einleitung	2
3. Experiment	7
4. Erläuterungen zur Theorie	
direkter Reaktionen	21
4.1 OM-Rechnungen	22
4.2 DWBA-Rechnungen	25
4.2.1 Inelastische Streuung	26
4.2.2 Einteilchentransferreaktionen	28
4.3 CC-Rechnungen	33
4.4 CCBA-Rechnungen	37
4.5 Einteilchenwellenfunktionen	43
4.6 Bemerkungen zu den CC-Programmen	48
4.6.1 INCH1, Erlanger Version	50
4.6.2 INCH2, Erlanger Version	52
5. Ergebnisse der Modellrechnungen und	
Vergleich mit den Experimenten	53
5.1 OM-Analysen	55
5.2 DWBA zur inel. ^3He -Streuung	58
5.3 CC-Rechnungen zur inel. ^3He -Streuung	61
5.4 DWBA-Analysen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$	65
5.5 DWBA zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}$	67
5.6 CCBA-Untersuchungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}$	74
5.7 Verschiedene Beiträge zur	
Endkernanregung	77
6. Schlußbemerkung	

Anhang A

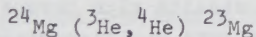
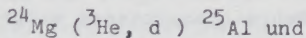
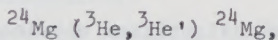
A 1. Rechenverfahren zur Lösung der CC-Gleichungen	A 1
A 2. Die Kopplungspotentiale	A 3
A 3. Die Quellterme	A 4

Anhang B

Tabelle der experimentellen Wirkungsquerschnitte	B 1
--	-----

1. Zusammenfassung

Am Erlanger Tandem-Beschleuniger wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte von



bei einer Einschußenergie von 15.0 MeV absolut gemessen. In ^{24}Mg wurden dabei die ersten zwei, in ^{25}Al die ersten zehn und in ^{23}Mg die ersten vier Anregungszustände erreicht.

Analysen dieser Messungen wurden im Rahmen direkter Reaktionsmodelle durchgeführt. Dazu wurden neben dem DWBA-Programm DWUCK verschiedene Versionen des "Coupled Channels"-Programmsystems INCH für die CD 3300-Rechner des Erlanger Universitäts-Rechenzentrums modifiziert.

Die Reproduktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts für inelastische ^3He -Streuung durch DWBA-Rechnungen bereitet ähnliche Schwierigkeiten, wie sie für Deuteronenstreuung bekannt sind. "Coupled Channels"-Analysen sind hier etwas erfolgreicher. Die Frage, um wieviel der Imaginärteil des optischen Potentials beim Übergang von der DWBA zum "Coupled Channels"-Modell reduziert werden muß, wurde für ein bestimmtes optisches Potential genauer untersucht.

DWBA-Rechnungen zur $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ -Reaktion zeigten sehr starke Empfindlichkeit auf Änderung der optischen Potentiale und gaben andererseits die experimentellen Winkelverteilungen nur schlecht wieder. Spektroskopische Faktoren können daher nur mit Vorbehalt angegeben werden.

Die Wirkungsquerschnitte der $(^3\text{He}, d)$ -Reaktion lassen sich, sofern sie direkt "erlaubt" sind, gut durch DWBA-Kurven darstellen. Aus der Anpassung der gerechneten an die gemessenen Werte gewonnene spektroskopische Faktoren sind in guter Übereinstimmung mit dem deformierten Schalenmodell. Für zwei Rotationsbanden in ^{25}Al wurden

auch CCBA-Modellrechnungen gemacht, die den Verlauf der Winkelverteilungen besser reproduzieren als die DWBA. Solche Rechnungen können auch direkt "verbotene" Übergänge beschreiben.

Die in der CCBA berücksichtigten miteinander interferierenden Ein- und Mehrstufenprozesse wurden einzeln genauer untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß auch zu Übergängen, die durch DWBA gut wiedergegeben werden, Mehrstufenprozesse merklich beitragen können.

2. Einleitung

Zur Analyse direkter Reaktionen sind heute folgende Reaktionsmodelle gebräuchlich:

1. Das optische Modell (im folgenden mit OM abgekürzt),
2. die "Distorted Wave Born Approximation" (DWBA),
3. die Methode der gekoppelten Kanäle (CC) und
4. die "Coupled Channel Born Approximation" (CCBA).

Das OM dient zur Analyse elastischer Streuung und liefert Eingabeparameter für die eigentlichen Reaktionsmodelle.

Die DWBA wird für inelastische Streuung und Transferreaktionen verwendet und berücksichtigt nur direkte Kopplung des Ausgangskanals mit dem Eingangskanal.

Die CC-Methode versucht elastische und inelastische Streuung simultan zu beschreiben. Dazu nimmt sie gewisse inelastische Kanäle aus der Pauschalierung durch das OM heraus.

Die CCBA-Methode dient zur Beschreibung von Teilchentransferreaktionen. Transferübergänge werden dabei wie bei der DWBA in erster Ordnung berücksichtigt, inelastischen Anregungen, die zu Mehrstufenübergängen zwischen Eingangs- und Ausgangskanal führen, wird voll Rechnung getragen.

In die Reaktionsmodelle DWBA und CCBA gehen neben Streuwellen auch "Bound States" ein: Will man die Leistungsfähigkeit von Reaktionsmodellen testen, so ist es unumgänglich, daß für die an der Reaktion beteiligten Kerne leistungsfähige, möglichst einfache Kernmodelle existieren. Im Bereich der sd-Schale ist das z.B. für ^{24}Mg , ^{25}Mg und ^{25}Al der Fall. Diese Kerne zeigen ausgeprägte kollektive Eigenschaften und lassen sich gut im Rahmen makroskopischer Kollektivmodelle beschreiben. Für die

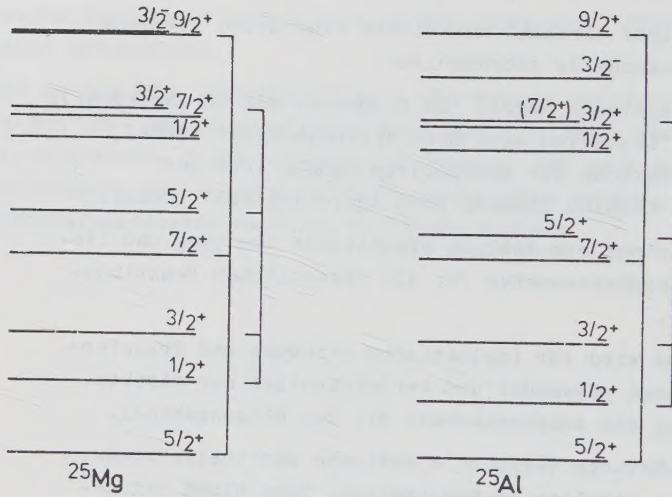


Fig. 1. Termschemata der Spiegelkerne ^{25}Mg und ^{25}Al .
Rotationsbanden zu $K=5/2$ und $K=1/2$ sind angedeutet.
(Nach Zit. 1.)

Spiegelkerne ^{25}Mg und ^{25}Al (Fig.1) ist insbesondere das Nilsson-Modell mit gutem Erfolg angewandt worden.

Für eine Analyse im Rahmen der genannten Reaktionsmodelle bieten sich daher neben Streuexperimenten vor allem die Einteilchentransferreaktionen $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{25}\text{Mg}$ und $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{25}\text{Al}$ an. Von den in Frage kommenden Reaktionen ist $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ am häufigsten untersucht worden

(Zit. 2,3,4,5,6). Die Spektroskopie der Protonen aus dieser Reaktion bereitet wegen des hohen Q-Wertes keine besonderen Schwierigkeiten. Die Spiegelreaktion $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ erfordert experimentell den erheblich höheren Aufwand der Spektroskopie von Neutronen. Derselbe Endkern ^{25}Al kann mit Einteilchentransfer aber auch über die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ erreicht werden. Allerdings bedarf es dabei einer Methode zur Teilchenidentifikation, da beim Beschuß von ^{24}Mg mit ^3He -Ionen im Energiebereich der zu untersuchenden Deuteronen auch noch elastisch und inelastisch gestreute ^3He -Ionen, Alpha-Teilchen aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ sowie Protonen aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},p)^{26}\text{Al}$ auftreten.

In der vorliegenden Arbeit wurden simultane Absolutmessungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von

$$\begin{aligned} & ^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^3\text{He})^{24}\text{Mg} \quad \text{und} \\ & ^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al} \quad , \text{ sowie daneben} \\ & ^{24}\text{Mg}(^3\text{He},^4\text{He})^{23}\text{Mg} \end{aligned}$$

bei einer Einschußenergie von 15 MeV durchgeführt.

Die Ergebnisse bildeten die Grundlagen zu einer konsistenten Analyse durch die einschlägigen Reaktionsmodelle.

Messungen und Analysen der elastischen ^3He -Streuung und der $(^3\text{He},^4\text{He})$ -Reaktion bei einer Einschußenergie von 15 MeV liegen bereits vor (Zit. 7). Die $(^3\text{He},d)$ -Reaktion ist bei 15 MeV noch nicht gemessen worden. Für

höhere Einschußenergien sind Messungen und DWBA-Analysen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Deuteronengruppen zu den untersten fünf Anregungszuständen in ^{25}Al veröffentlicht (Zit. 8). Es wird dort vor allem versucht die j -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 20 MeV in DWBA-Rechnungen zu reproduzieren.

Das Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit bestand darin, durch vergleichende konsistente Analysen der inelastischen ^3He -Streuung und der $(^3\text{He},d)$ -Reaktion Aufschluß über die erreichbare Übereinstimmung der Vorhersagen der verschiedenen Modelle mit den experimentellen Ergebnissen zu bekommen, speziell durch Untersuchung der $(^3\text{He},d)$ -Reaktion mittels der CCBA-Methode das Zusammenspiel verschiedener möglicher Anregungswege zu klären und damit die Beziehung dieses Reaktionsmodells zur DWBA abzustecken. Daneben ergaben sich eine Reihe von speziellen Problemen:

Die Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung von Deuteronen an ^{24}Mg mit der DWBA-Methode hat sich als recht schwierig erwiesen (Zit. 9): Bei Verwendung des optischen Potentials der elastischen Streuung für Eingangs- und Ausgangskanal ließen sich die Messungen nicht beschreiben. Dazu war es vielmehr notwendig, das Potential für den Ausgangskanal extra anzupassen, (wofür man freilich vor dem Hintergrund der DWBA argumentieren kan; Zit. 10). Es war zu klären, ob die gleichen Probleme auch bei ^3He -Streuung auftreten, und ob sie sich im CC-Modell beheben lassen.

In DWBA-Rechnungen zur (d,p) -Reaktion gibt die sogenannte Zero-Range-Näherung, die eine beträchtliche Rechenvereinfachung mit sich bringt, schon sehr gute Resultate. Physikalisch bedeutet diese Näherung, daß

das emittierte Teilchen an der Stelle "entsteht", wo das Projektil "absorbiert" wird. Für die ($^3\text{He}, d$)-Reaktion ist das - wie auch für die (d, p)-Reaktion - nicht von vornherein klar. Im Hinblick auf CCBA-Rechnungen, die ohnehin einen sehr großen Rechenaufwand bedeuten, wäre es wichtig zu wissen, ob auch für ($^3\text{He}, d$) eine Zero-Range-Näherung erfolgreich ist.

Durch Analyse von Messungen der Teilchen-Gamma-Winkelkorrelation im Rahmen der Compound-Theorie nach Hauser-Feshbach konnte gezeigt werden, daß die direkt "verbotenen" Übergänge in der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ nicht durch Compoundprozesse bevölkert werden (Zit. 11). Zur Beschreibung dieser direkt "verbotenen" Übergänge ist die CCBA-Theorie mit Erfolg angewendet worden (Zit. 12). Es erhob sich daher die Frage, ob die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}$, insbesondere die direkt "verbotenen" Übergänge, sich ebenso gut mit CCBA-Rechnungen darstellen läßt ⁺⁺).

Im folgenden Abschnitt 3 werden die Messungen der vorliegenden Arbeit genauer beschrieben; Abschnitt 4 erläutert die Reaktionsmodelle, die zur Analyse verwandt wurden, speziell die Methoden gekoppelter Kanäle. Im Abschnitt 5 wird dann über die Ergebnisse der Analysen im Rahmen der verschiedenen Modelle berichtet.

⁺⁺) Es sollte vielleicht erwähnt werden, daß man mit CC- und CCBA-Rechnungen die Grenze dessen erreicht, was im Erlanger Universitäts-Rechenzentrum mit seinen zwei CD 3300-Rechnern bewältigt werden kann.

3. Experiment

Die Messungen wurden am Erlanger Tandem-Beschleuniger bei einer Einschußenergie von 15 MeV durchgeführt.

Als Quelle für einen $^3\text{He}^-$ -Ionenstrahl diente ein Duoplasmatron mit nachfolgendem Li-Dampfumlader (Zit. 13). Das Duoplasmatron wurde mit angereichertem ^3He -Gas beschickt, wobei der Verbrauch bei etwa 15 Torr·l/h lag. Eine Rückgewinnmöglichkeit besteht nicht.

Die Strahlführung und der Aufbau in der Streukammer war ähnlich wie er bereits beschrieben worden ist (Zit. 9).

Die Strommessung geschah über einen langen abgeschirmten Faradaycup etwa 1 m hinter der Streukammer. Dabei waren spezielle Vorkehrungen getroffen, daß die Messung nicht durch entweichende Sekundärelektronen verfälscht wurde. Zusätzlich befand sich am Boden der Kammer ein Monitordetektor zur Registrierung von Alpha-Teilchen aus der (^3He , ^4He)-Reaktion. Damit konnte für die verschiedenen Meßläufe die Strommessung kontrolliert werden und der Einfluß eventueller Targetinhomogenitäten eliminiert werden.

Das Target bestand aus ^{24}MgO (99,9% ^{24}Mg angereichert) auf einer Kohlenstoffunterlage. Die Targetdicke wurde durch Rutherford-Streuung von 2 MeV Protonen bestimmt. Sie betrug bei senkrechtem Strahleinfall

$$3.8 \cdot 10^{18} \text{ Kerne } ^{24}\text{Mg}/\text{cm}^2.$$

Das entspricht einem Energieverlust von 170 keV für 5.5 MeV Alpha-Teilchen. Die Genauigkeit der Targetdicke ist durch den Fehler der Strommessung begrenzt und liegt bei 5%. Zur Messung wurde das Target unter 45° zum Strahl gestellt. Der Fehler in der Targetdicke durch ungenaue Ablesung dieses Winkels beträgt 1%.

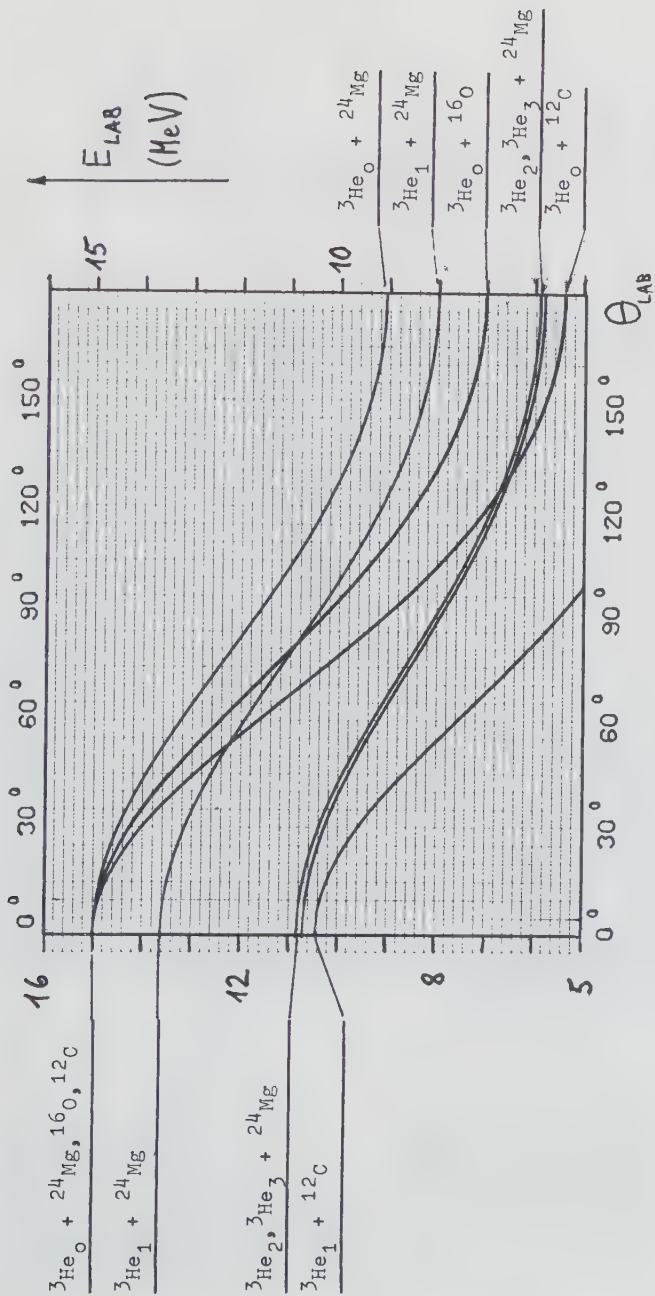


Fig. 2a. Kinematik zur elastischen und inelastischen ${}^3\text{He}$ -Streuung an den Kernen ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{12}\text{C}$ bei einer Einschussenergie von 15.0 MeV.

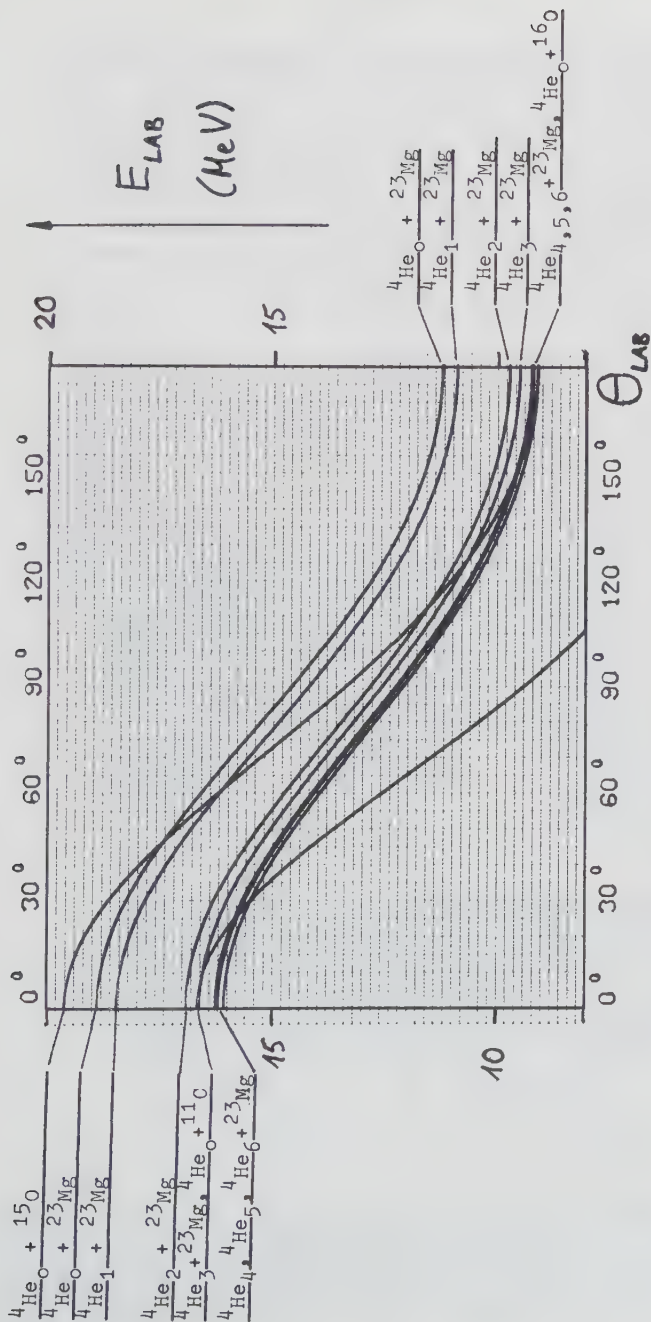


Fig. 2c. Kinematik zu den Reaktionen $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$, $^{16}\text{O}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{15}\text{O}$ und $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{11}\text{C}$. Da die verwendeten Teleskope einen Winkelbereich von etwa 1.3° überdecken, können die Alpha-Gruppen zum 4., 5. und 6. angeregten Zustand in ^{23}Mg nicht getrennt werden.

Am Drehdeckel der Streukammer waren in gegenüberliegenden Schienen zwei dE-E-Teleskope montiert, die über den Winkelbereich von 20° bis 90° ("Vorwärtsteleskop") bzw. 160° bis 90° ("Rückwärtsteleskop") schrittweise geschwenkt wurden. Die raumwinkelbegrenzende Blende (3 mm Durchmesser) befand sich für beide Teleskope zwischen dE- und E-Diode im Abstand von 140 mm vom Target. Das entspricht einem Raumwinkel von $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$ und einer Winkelunschärfe von 0.65° .

Aus den Reaktionskinematiken (Fig. 2a,b,c) kann man die Energien für die einzelnen Teilchenarten entnehmen, die die Teleskope verarbeiten mußten. Als mindeste Gesamtdicke D eines Teleskops ergaben sich aus der Forderung, daß die höchst energetischen Deuteronen gestoppt werden mußten, $D > 600 \mu\text{m}$ für das Vorwärtsteleskop und $D > 500 \mu\text{m}$ für das Rückwärtsteleskop. Für die Dicke d der dE-Zähler ergab die Forderung, daß die langsamsten Alpha-Teilchen im dE-Zähler noch nicht ihre gesamte Energie verlieren durften, $d < 80 \mu\text{m}$ beim Vorwärtsteleskop und $d < 50 \mu\text{m}$ beim Rückwärtsteleskop. Die eingebauten Halbleiterzähler hatten folgende Dicken:

	dE-Zähler	E-Zähler
Vorwärtsteleskop	50 μm	1500 μm
Rückwärtsteleskop	40 μm	700 μm

Beim Anlegen der Detektorspannungen an den E-Zählern wurde darauf geachtet, daß die Tiefe der Oberflächensperrschicht die Reichweite der Deuteronen nicht zu weit überschritt. So wurde vermieden, daß nicht gestoppte Protonen die Teilchenidentifikation störten.

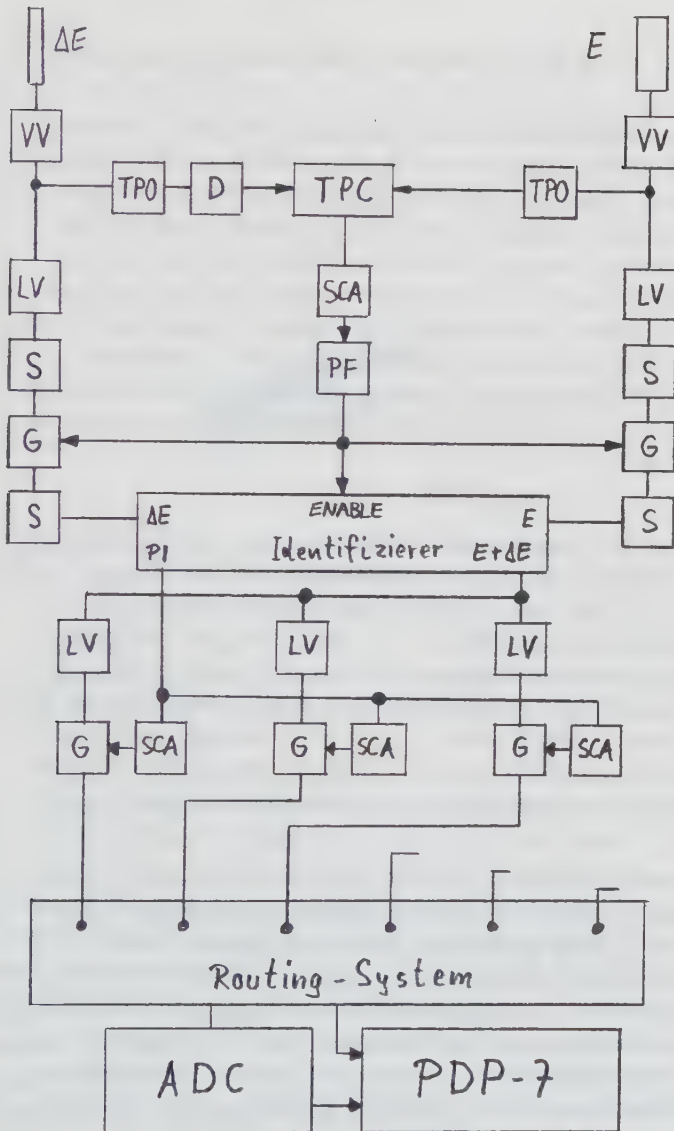


Fig. 3. Aufbau der Elektronik zur simultanen Aufnahme von Energiespektren dreier verschiedener Teilchenarten. Es bedeuten: VV=Vorverstärker, TPO= Schwellendiskriminator, D=Verzögerung, TPC=Zeit-Amplituden-Konverter, LV=Linear-verstärker, SCA=Einkanal diskriminator, S=Pulsdehner, PF=Pulsformer, G=Lineare Torstufe, ADC=Analog-Digital-Wandler.

Fig. 3 zeigt den Aufbau der Elektronik für ein Teleskop.

Die vorverstärkten Impulse von dE- und E-Zähler werden mit dem Zeit-zu-Amplituden-Wandler (TPC) auf Gleichzeitigkeit geprüft. Die Koinzidenzzeit wird mit dem Einkanaldiskriminator (SCA) eingegrenzt. (Sie betrug etwa 60 ns.) Jeweils innerhalb dieser Zeit eintreffende Energiesignale von dE- und E-Zähler werden, nachdem sie verstärkt und auf etwa $4 \mu\text{s}$ gedehnt worden sind, einem Teilchenidentifizierer (ORTEC 423) zugeführt. Nach Anstoß über einen speziellen Eingang (ENABLE) berechnet dieser analog die Summe E+dE und ein Identifiziersignal der Höhe:

$$PI = (E+dE)^{1.73} - E^{1.73},$$

das für die verschiedenen Teilchensorten charakteristisch ist, und zwar weitgehend unabhängig von der Energie. (Zit. 14) Aus den Identifiziersignalen wählen die drei Einkanaldiskriminatoren (SCA) die für Alpha-Teilchen, ^3He -Teilchen und Deuteronen typischen aus und steuern die zugehörigen Energieimpulse auf drei verschiedene Kanäle des Routingsystems. (Zit. 15) Weitere drei Kanäle des Routingsystems werden von einem zweiten gleich aufgebauten Elektroniksystem für das andere Teleskop belegt.

Das Routingsystem führt die Energieimpulse dem Analog-Digital-Wandler des PDP-7-Rechners zu und modifiziert die von diesem gelieferte Adressinformation entsprechend dem Routingkanal. Auf diese Weise können mit dem eindimensionalen Analysier- und Auswertesystem (AAS, Zit. 16) gleichzeitig alle drei Teilchensorten von Vorwärts- und Rückwärtsteleskop verarbeitet werden. Das erwähnte Programmsystem AAS erlaubt die Auswertung der Spektren während eine Messung läuft.

Die "Fenster" der Einkanaldiskriminatoren für die Identifiziersignale lassen sich am einfachsten mit Hilfe des Doppel-ADCs und des Programms COMBI-DUAL (Zit. 17) zur zweidimensionalen Analyse an der PDP-7 einstellen, wenn man auf dem Bildschirm eine Auftragung "Identifiziersignal versus Energie" betrachtet. (Fig. 4)

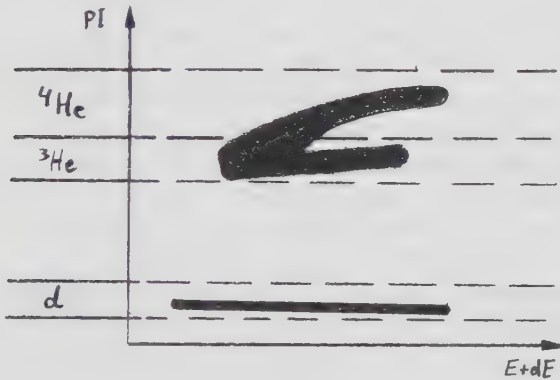


Fig. 4. Bestimmung der Lage der SCA-Fenster auf dem PI-Signal mittels COMBI-DUAL (schematisch).

Bei den hier zu beschreibenden Messungen ließen sich die Deuteronengruppen völlig abtrennen. Aus den zugehörigen Spektren wurden die Winkelverteilungen und die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, d_0, d_1, d_2, d_3, d_4, d_5, d_{6/7}, d_8, d_9){}^{25}\text{Al}$ gewonnen. Sie sind in Fig. 5 dargestellt. Die numerischen Ergebnisse sind in Tab. B**) aufgeführt.

Die gesamte Energieauflösung der Anordnung betrug für Deuteronen etwa 80 keV. Damit konnten die Winkelverteilungen zu d_6 und d_7 nicht getrennt werden. Außerdem

**) Tab. B bildet wegen ihres Umfangs den Anhang B am Schluß dieser Arbeit.

treten verschiedentlich Lücken in den Verteilungen auf, wo nämlich Störlinien von $^{16}\text{O}(^3\text{He},\text{d})^{17}\text{F}$ und $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{d})^{13}\text{N}$ die Linien aus $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},\text{d})^{25}\text{Al}$ verdeckten. (Vergl. Kinetik, Fig. 2.) Es wurde nicht versucht in solchen Fällen durch "Linienfits" eine Entfaltung zu erreichen.

Die Trennung zwischen Alpha- und ^3He -Teilchen konnte gleichzeitig nicht völlig erreicht werden. In der oben erwähnten Darstellung (Fig. 4) bog die Kurve der Alpha-Teilchen mit fallender Energie stark nach unten hin ab. Eine Änderung des Exponenten im Teilchenidentifizierer hätte das zwar regulieren können, hätte aber andererseits die Abtrennung der Deuteronen verschlechtert. Immerhin sind die Spektren der ^3He -Gruppen bis zum ersten angeregten Zustand in ^{24}Mg und die Spektren der Alpha-Gruppen bis zum dritten angeregten Zustand in ^{23}Mg quantitativ getrennt. Die Winkelverteilungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^3\text{He}_0, ^3\text{He}_1)^{24}\text{Mg}$ und zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He}_0, ^4\text{He}_1, ^4\text{He}_2, ^4\text{He}_3)^{23}\text{Mg}$ sowie die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte konnten extrahiert werden und sind in Fig. 6 und in Fig. 7 dargestellt. Die numerischen Ergebnisse gibt Tab. B wieder.

Für die elastische und inelastische ^3He -Streuung ist offensichtlich die Blair'sche Phasenregel erfüllt (Zit. 18): Die beiden Winkelverteilungen zeigen bei Vorwärtswinkeln einen gegenphasigen Verlauf.

Vergleich der elastischen Streu-Winkelverteilung und der ($^3\text{He}, ^4\text{He}$)-Winkelverteilung mit denen aus Zit. 7 ergibt Übereinstimmung in Form und Absolutwert.

Bei den ($^3\text{He},\text{d}$)-Winkelverteilungen stellt man im Gegensatz zu der bei 20 MeV (Zit. 8) gefundenen deutlichen j-Abhängigkeit, in den hier besprochenen Messungen große Ähnlichkeit zwischen Winkelverteilungen zum gleichen übertragenen l-Wert fest.

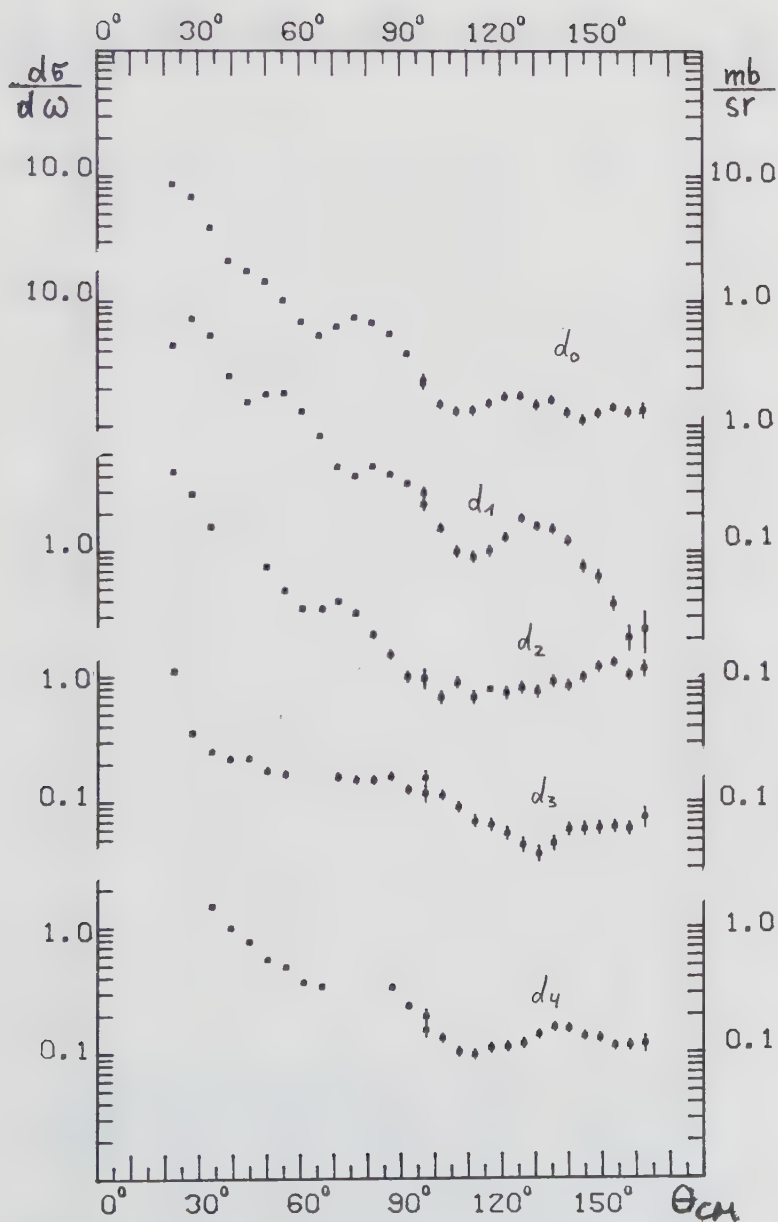


Fig. 5a. Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ zu den untersten fünf Zuständen von ^{25}Al .

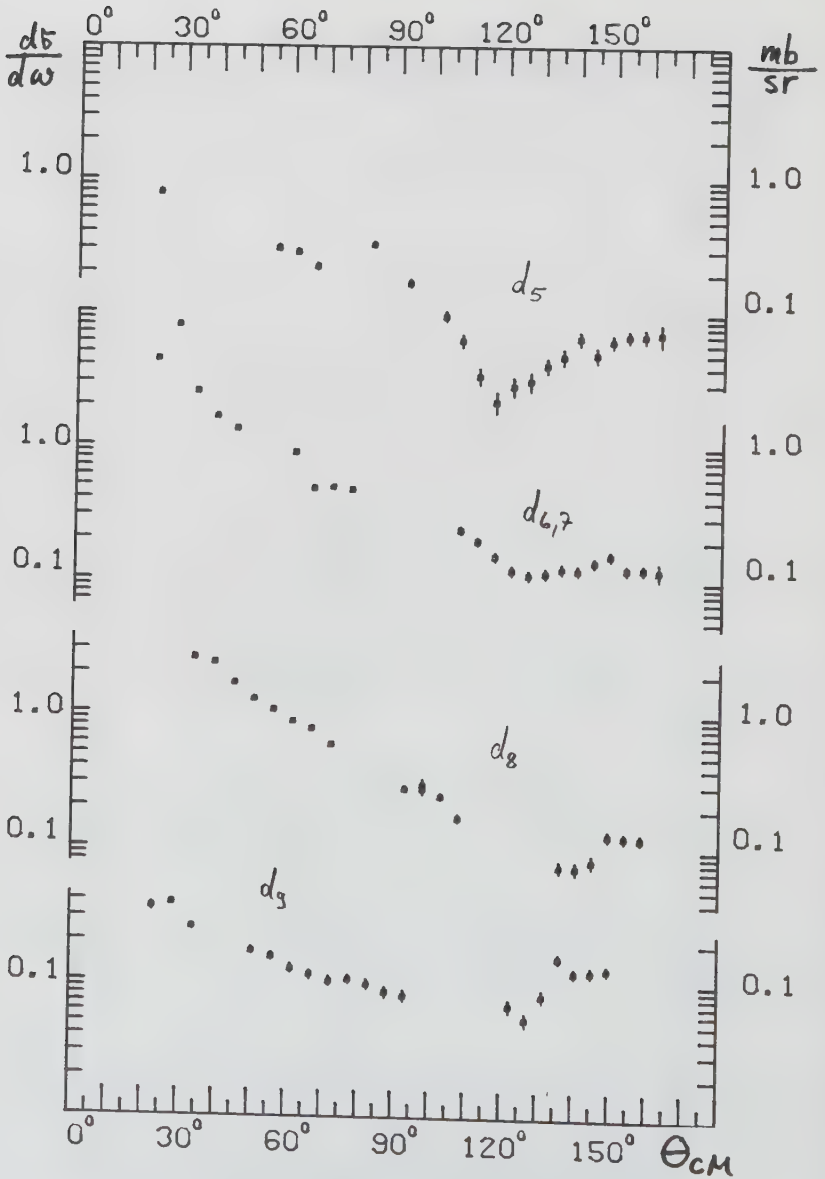


Fig. 5b. Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ zum fünften bis neunten angeregten Zustand in ^{25}Al . Die Verteilungen zum sechsten und siebenten angeregten Zustand ließen sich nicht trennen.

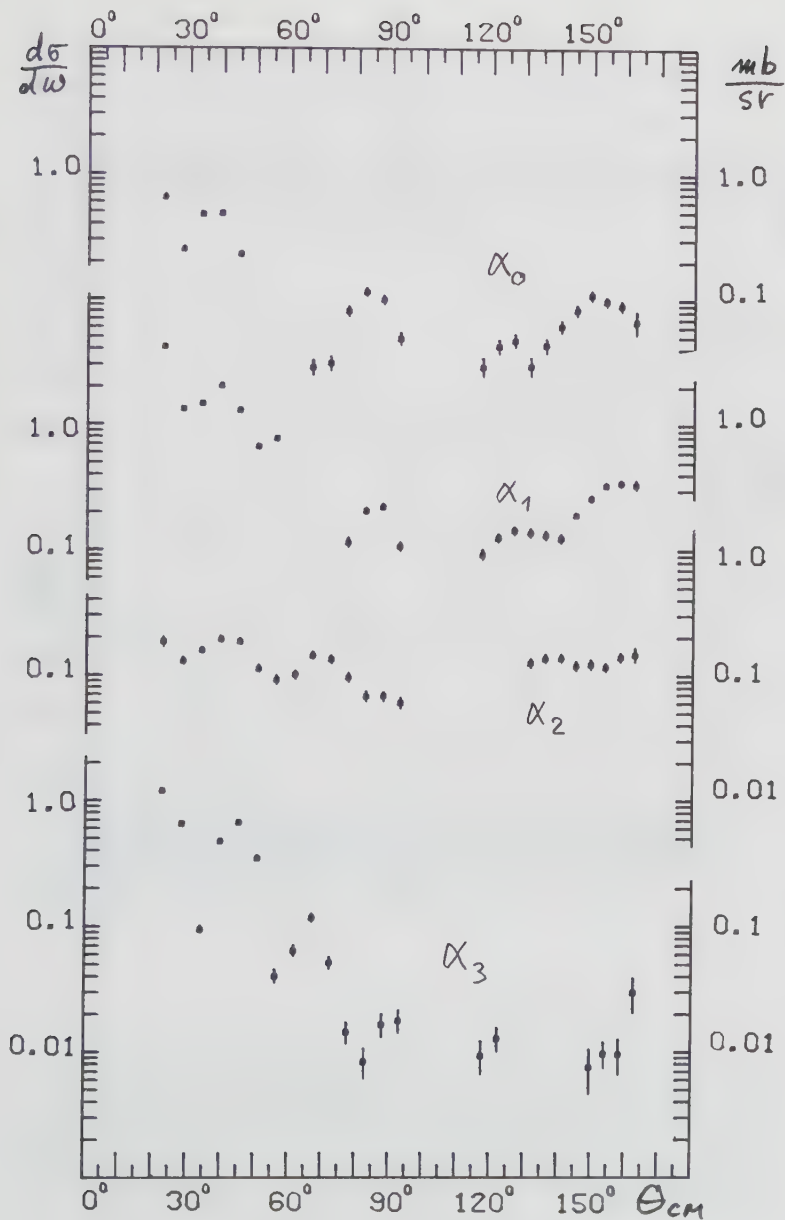


Fig. 6. Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ zu den untersten vier Zuständen von ^{23}Mg .

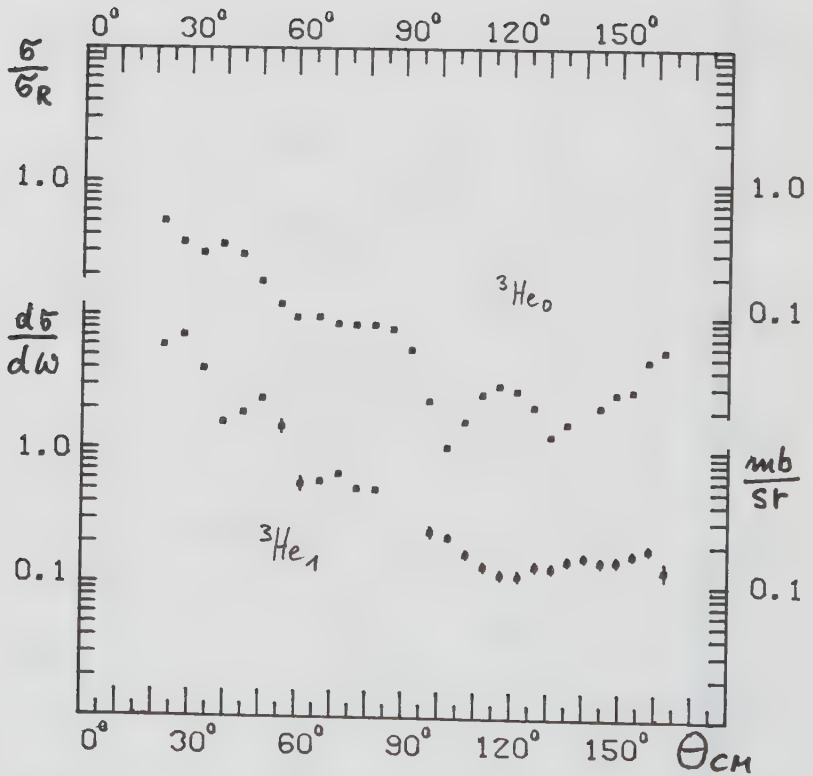


Fig. 7. Differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische ^3He -Streuung. Für die elastische Streuung ist das Verhältnis zur Rutherford-Streuung eingezeichnet. Beide Verteilungen sind auf das Schwerpunktsystem bezogen.

Die geringere Strukturierung der ($^3\text{He}, d$)-Winkelverteilungen im Vergleich zu den entsprechenden Winkelverteilungen aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ beruht auf der Drehimpulsfehlانpassung zwischen ^3He - und d-Kanal (Zit. 10).

Der Fehler für die absoluten Wirkungsquerschnitte schätzt sich folgendermaßen ab:

Strommessung	5%
Targetinhomogenitäten	2%
Targetdicke und -stellung	5% + 1%
Raumwinkel der Zähler	3%

Fehler der Normierung aller Wirkungsquerschnitte 8%

Der statistische Fehler und der Fehler durch Unsicherheit der Untergrundsubtraktion sind darin nicht enthalten. Die Summe dieser Fehler ist in den Fig. 5, 6, 7 in Form von Fehlerbalken eingezeichnet. Sie betragen in den meisten Fällen weniger als 6%, sodaß der Gesamtfehler der Absolutwerte etwa 10% beträgt.

Zur Kontrolle ob die Wirkungsquerschnitte infolge von Compound-Beiträgen mit der Energie fluktuieren, wurde die ^3He -Einschußenergie in Schritten von 100 keV erhöht und erniedrigt. Ausintegration der Linien d_0 , d_1 und d_2 ergab keine Fluktuation. (Abweichungen lagen innerhalb des statistischen Fehlers von ca. 10%.)

4. Erläuterungen zur Theorie direkter Reaktionen

In diesem Abschnitt sollen die Reaktionsmodelle, die in dieser Arbeit zur Analyse der experimentellen Daten angewendet wurden, erläutert werden. Die Unterabschnitte 4.1 und 4.2 erörtern einige spezielle Fragen des OMs und der DWBA. Auf die Verfahren der gekoppelten Kanäle, die in Erlangen neu verwendet wurden, gehen die Abschnitte 4.3 und 4.4 genauer ein. Im Unterabschnitt 4.5 werden Einteilchenwellenfunktionen in deformierten Saxon-Woods-Potentialen diskutiert. Im Anschluß daran sind einige Bemerkungen zur Struktur der CC- und CCBA-Programme INCH1 und INCH2, wie sie an den CD 3300-Rechnern des Erlanger Universitätsrechenzentrums benutzt werden, angeführt.

4.1 OM-Rechnungen

Das optische Modell sei hier als bekannt vorausgesetzt.

Als Streupotentiale für ^3He -Teilchen kann man "mikroskopische" oder "phänomenologische" Potentiale verwenden. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Programmen wird mit phänomenologischen Potentialen in folgender Form gerechnet:

$$V(r) = V_{\text{coul}}(r) - U \cdot f(r) - WV \cdot g(r) - WD \cdot h(r)$$

Dabei ist $V_{\text{coul}}(r)$ das Coulombpotential zwischen Projektil und einer gleichförmig geladenen Kugel vom Radius "RCOUL".

Ferner:

$$f(r) = \frac{1}{1 + e} \quad \text{mit } e = \exp \frac{r - RU \cdot A^{1/3}}{AU}$$

$$g(r) = \frac{1}{1 + e} \quad \text{mit } e = \exp \frac{r - RWV \cdot A^{1/3}}{AWV}$$

$$h(r) = \frac{1 \cdot 4 \cdot e}{(1+e)^2} \quad \text{mit } e = \exp \frac{r - RWD \cdot A^{1/3}}{AWD}$$

Dabei ist A die Masse des Targetkerns. Die Potentialparameter U, WV, WD sind die "Stärkeparameter", RU, RWV, RWD die zugehörigen Radiusparameter und AU, AWV, AWD die entsprechenden "diffuseness"-Parameter. Man weiß, daß die optischen Potentiale für das ^3He -Teilchen auch noch eine Spin-Bahn-Wechselwirkung enthalten. Da diese jedoch nur ein Drittel so stark ist wie für Nukleonen (Zit. 19) und Bedeutung nur bei der Analyse von Polarisierungseffekten hat, wurde sie bei den Rechnungen zu dieser Arbeit weggelassen. Die Isospin-Wechselwirkung, die Anlaß zu "quasielastischer Streuung", d.h. zu ($^3\text{He}, t$)-Reaktionen gibt, ist für den Targetkern ^{24}Mg null, da der Grundzustand von ^{24}Mg Isospin T = 0 hat.

In dieser Arbeit ist generell $RU = RCOUL$ gesetzt, außerdem ist stets $WV = 0$ oder $WD = 0$ gewählt. Die verwendeten Potentiale enthalten also sechs freie Parameter.

Mikroskopische Potentiale für die Wechselwirkung zwischen ^3He -Ion und Targetkern kann man auf verschiedene Weise erhalten:

1. Man summiert die Wechselwirkung zwischen Target- und Projektilnukleonen gewichtet mit den entsprechenden Nukleondichten auf. Das Verfahren setzt außer internen Projektilwellenfunktionen auch Modellwellenfunktionen für die Kernnukleonen voraus. Daher ist es für die Zwecke dieser Arbeit zu kompliziert.
2. Eine effektive Wechselwirkung zwischen dem ganzen Projektil und den einzelnen Targetnukleonen wird mit der Kernmateriedichte gewichtet aufintegriert. Wenn man so experimentelle Wirkungsquerschnitte analysiert, mißt man im Prinzip die Verteilung der Kernmaterie anstatt der Gestalt des Potentials. Das Modell ist dann sozusagen eine Stufe mikroskopischer als das phänomenologische OM. Für 104 MeV Alpha-Teilchen hat sich das Verfahren als "Faltungsmodell" sehr gut bewährt (Zit. 20). Es hat den theoretischen Vorteil, daß die Anzahl der frei anpaßbaren Parameter sehr gering ist. Obwohl davon abgeraten worden ist, diesen Typ von Potentialen für die ^3He -Streuung zu verwenden (Zit. 21), sollten bei der Einfachheit des Modells in einer späteren Arbeit Versuche damit gemacht werden.
3. Man kann auch für die drei Projektilnukleonen die phänomenologischen Nukleon-Targetkern-Potentiale gemittelt über die interne Projektilwellenfunktion aufsummieren (Zit. 19). Das Verfahren erspart keine Parameter, legt aber ^3He -Potentiale im Verhältnis zu den gut bekannten Nukleon-Potentialen fest. Es wurden

Versuche gemacht, das sechsdimensionale Mittelungsintegral nach der Monte-Carlo-Methode mittels "Zufallspunkten", die gemäß der internen Projektilwellenfunktion verteilt waren, zu lösen. Das mußte für etwa 200 verschiedene Abstände von Projektil und Targetkern geschehen. Da anschließend das mikroskopische Potential wieder durch ein phänomenologisches Potential angenähert werden sollte, hätten die Werte des Mittelungsintegrals für die 200 verschiedenen Projektil-Kern-Abstände gar nicht sehr genau zu sein brauchen, wenn nur die Fehler auf Grund des Monte-Carlo-Verfahrens unkorreliert gewesen wären. Genau das erwies sich indes als große Schwierigkeit: Die sechsdimensionalen Zufallspunkte waren nicht hinreichend gut unkorreliert. Diese Art von Versuchen wurde daher abgebrochen und im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet.

Für alle mikroskopischen Verfahren gilt im übrigen, daß sie zur Berechnung des Imaginärteils des optischen Potentials nicht herangezogen werden können. Es ist deshalb üblich die Imaginärteile doch wieder phänomenologisch anzupassen, womit dann die Vorteile der mikroskopischen Methode etwas in Frage gestellt werden.

4.2 DWBA-Rechnungen

Eine ausführliche Darstellung des DWBA-Formalismus findet man z.B. in Zit. 10. Hier sollen nur die für diese Arbeit wichtigsten Beziehungen erläutert werden.

Einer DWBA-Rechnung für eine Reaktion " $a + A \rightarrow b + B$ " gehen zwei OM-Rechnungen voraus: Eine für den Eingangskanal " $a + A$ ", eine für den Ausgangskanal " $b + B$ ". Der direkte Übergang vom Eingangs- zum Ausgangskanal wird durch die Übergangsamplitude T beschrieben. Aus dieser können (wie aus der S-Matrix) Wirkungsquerschnitte, Polarisationen usw. berechnet werden. Unter der Annahme, daß der elastische Kanal so stark ist, daß eine Entvölkerung durch andere Kanäle sich noch nicht bemerkbar macht, kann man für die Übergangsamplitude in DWBA-Näherung schreiben:

$$T_{DWBA} = \int \chi^-(\tau_b) \langle b, B | V - U_b | a, A \rangle \chi^+(\tau_a) d^3 \underline{r}_a d^3 \underline{r}_b$$

Dabei sind $\chi^+(\tau_a)$ und $\chi^-(\tau_b)$ die "Distorted Waves", Streuwellen aus den beiden OM-Rechnungen. Der Formfaktor $\langle b, B | V - U_b | a, A \rangle$ beschreibt den Übergang vom Targetkern "A" zum Endkern "B" und hängt noch von $\underline{r}_a$ und $\underline{r}_b$ ab. V ist die "wirkliche" Wechselwirkung zwischen Teilchen "b" und dem Endkern "B", während U_b das optische Potential ist, in dem $\chi^-(\tau_b)$ berechnet wurde.

Die Anwendung der DWBA wird im folgenden für inelastische Streuung und Einteilchentransfer erklärt.

4.2.1 Inelastische Streuung

Im Falle der inelastischen Streuung ist $\underline{r}_a = \underline{r}_b =: \underline{r}$, und der Formfaktor hängt auch nur noch von $\underline{r}$ ab. Das Integral für T_{DWBA} läuft daher nur über $\underline{r}$. Legt man eine reine Quadrupoldeformation für das Potential des Targetkerns zugrunde, so gilt für den Kernradius:

$$R(\hat{r}') = R_0 (1 + \beta \cdot Y_{20}(\hat{r}'))$$

($\hat{r}'$ ist die Richtung von $\underline{r}$ im körperfesten Koordinatensystem des Targetkerns.) Für $V - U_b$ ist in den Formfaktor die Differenz aus dem deformierten Potential $U(r - R(\hat{r}'))$ und dem (runden!) optischen Potential $U(r - R_0)$, mit dem χ_b berechnet wurde, einzusetzen. Für hinreichend kleine Werte von β kann man diese Differenz in eine Taylorreihe um $R = R_0$ entwickeln und erhält:

$$V - U_b = -\beta \cdot R_0 \cdot \frac{d}{dr} U(r - R_0) Y_{20} + \beta^2 R_0^2 \cdot \frac{d^2}{dr^2} U(r - R_0) \cdot Y_{20} \cdot Y_{20} - \dots$$

Man bricht nach dem linearen Glied ab und setzt für

$V - U_b$ in den Formfaktor ein:

$$- \beta \cdot R_0 \cdot \frac{d}{dr} U(r - R_0) \cdot Y_{20}(\hat{r}')$$

Damit erhält man:

$$\langle b, B | V - U_b | a, A \rangle \approx -\beta \cdot R_0 \cdot \frac{d}{dr} U(r - R_0) \cdot \langle b, B | Y_{20}(\hat{r}') | a, A \rangle$$

Das Matrixelement $\langle Y_{20} |$ kann ausgewertet werden, z.B. wenn man für "A" und "B" Rotatorwellenfunktionen einsetzt und $Y_{20}(\hat{r}')$ auf Laborkoordinaten transformiert. Das führt auf den Clebsch-Gordon-Koeffizienten $(J_A, K, 2, 0 | J_B, K)$. (D.h. Targetkernspin J_A wird gekoppelt mit übertragenem Drehimpuls $L = 2$ zum Endkern-drehimpuls J_B , die Rotationsbande kann nicht gewechselt werden.)

Bei der Berechnung der Übergangsamplitude tritt der Faktor $\beta \cdot (J_A, K, 2, 0 | J_B, K)$ vor das Integral:

$$T_{DWBA} = \beta \cdot (J_A, K, 2, 0 | J_B, K) \cdot T_{DWBA}^0$$

Die Bildung des Wirkungsquerschnittes ergibt:

$$\sigma_{DWBA} = \beta^2 (J_A, K, 2, 0 | J_B, K)^2 \cdot \sigma_{DWBA}^0$$

Der "reduzierte" Wirkungsquerschnitt σ_{DWBA}^0 wird in dieser Arbeit mit dem DWBA-Programm DWUCK berechnet. (Dieses Programm ist schon vor einigen Jahren für den CD 3300-Rechner modifiziert worden (Zit. 3a)). Durch Vergleich des reduzierten Wirkungsquerschnitts mit dem experimentellen inelastischen Streuquerschnitt läßt sich (betragsmäßig) die Deformation des Targetkerns bestimmen:

$$\beta^2 = \frac{1}{(J_A, K, 2, 0 | J_B, K)^2} \cdot \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{DWBA}^0}$$

Wegen der Näherungen, die in die DWBA eingehen, muß ein so bestimmter Deformationsparameter nicht unbedingt mit einem z.B. durch CC-Rechnung ermittelten übereinstimmen (Zit. 3).

4.2.2 Einteilchentransferreaktionen

Einteilchentransferreaktionen seien am Beispiel der ($^3\text{He}, d$)-Reaktion erläutert. Der Formfaktor schreibt sich hierbei so:

$$\langle b, B | V - U_b | a, A \rangle = \int \varphi_d^*(\underline{q}) \psi_B^*(\underline{r}_p, \xi) \cdot V_{dp}(\underline{q}, \underline{R}) \cdot \psi_A(\xi) \cdot \varphi_{^3\text{He}}(\underline{q}, \underline{R}) d^3q d\xi$$

Die Koordinaten sind gemäß Fig. 8 gewählt. $\varphi_d(\underline{q})$ und $\varphi_{^3\text{He}}(\underline{q}, \underline{R})$ sind die inneren d- und ^3He -Wellenfunktionen. Integriert wird über alle Koordinaten mit Ausnahme von $\underline{r}_a$ und $\underline{r}_b$. Die Integrationen über $\underline{q}$ und ξ kann man separat ausführen:

$$\int \varphi_d^*(\underline{q}) V_{dp}(\underline{q}, \underline{R}) \varphi_{^3\text{He}}(\underline{q}, \underline{R}) d^3q =: D(\underline{R})$$

$$\int \psi_B^*(\underline{r}_p, \xi) \psi_A(\xi) d\xi =: S(\underline{r}_p)$$

Damit wird der Formfaktor:

$$\langle b, B | V - U_b | a, A \rangle = D(\underline{R}) \cdot S(\underline{r}_p)$$

$D(\underline{R})$ hängt nur von Projektil und emittiertem Teilchen ab, während $S(\underline{r}_p)$ nur Eigenschaften von Target- und Endkern enthält. Eine ausführliche Diskussion von $S(\underline{r}_p)$ für alle möglichen Modellwellenfunktionen ψ_A und ψ_B ist in den Zit. 22 und 10 gegeben. Der Faktor $D(\underline{R})$ wird in Zit. 23 für die ($^3\text{He}, d$)-Reaktion berechnet. In dem hier verwendeten Programm DWUCK wird näherungsweise gesetzt:

$$D(\underline{R}) \approx D_0 \cdot e^{-\left(\underline{r}_b - \frac{A}{A+1} \underline{r}_a\right)}$$

(Das ist die Zero-Range-Näherung) Im Falle der ($^3\text{He}, d$)-Reaktion wird dabei:

$$D_0 = -161 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{3/2}$$

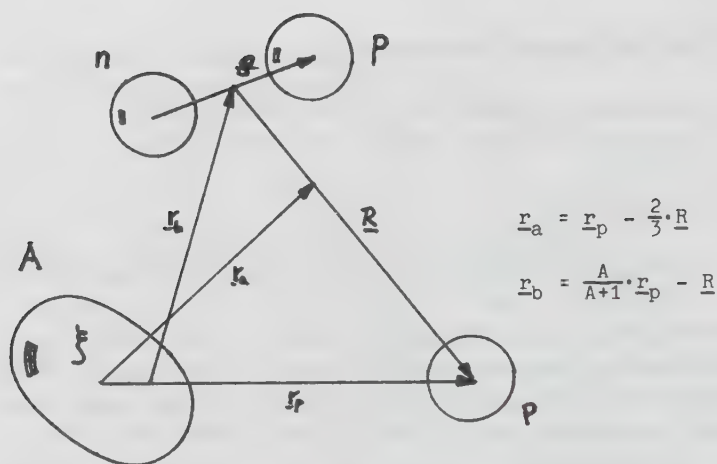


Fig. 8 . Koordinaten für die Systeme " ${}^3\text{He} + A$ " und " $d + (A+1)$ ".

Die Zero-Range-Näherung reduziert die sechsdimensionale Integration für T_{DWBA} letztlich auf eine eindimensionale. In Zit. 10 wird gezeigt, daß man die Rechnungen in Zero-Range-Näherung verbessern kann, wenn man $S(r_p)$ noch mit dem Faktor versieht:

$$W(r_p) = \frac{1}{1 + \frac{2}{k^2} \cdot \frac{m_d \cdot m_p}{m_{{}^3\text{He}}} \cdot \overline{R^2} \cdot [U_a(r_p) - U_b(\frac{A}{A+1} r_p) - V_p(r_p) + SE]}$$

Dabei ist:

$$\overline{R^2} = \frac{\int R^2 D(R) d^3R}{\int D(R) d^3R} = (0.77 \text{ fm})^2$$

U_a und U_b sind die optischen Potentiale für χ^- und χ^+ , SE ist die Separationsenergie für ein Proton aus ${}^3\text{He}$ und V_p ist das Potential, in dem das übertragene Proton eingefangen ist.

Für ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, d){}^{25}\text{Al}$ zeigten DWBA-Rechnungen mit und ohne diese "Finite-Range-Korrektur" nur geringe Unterschiede (Fig. 9).

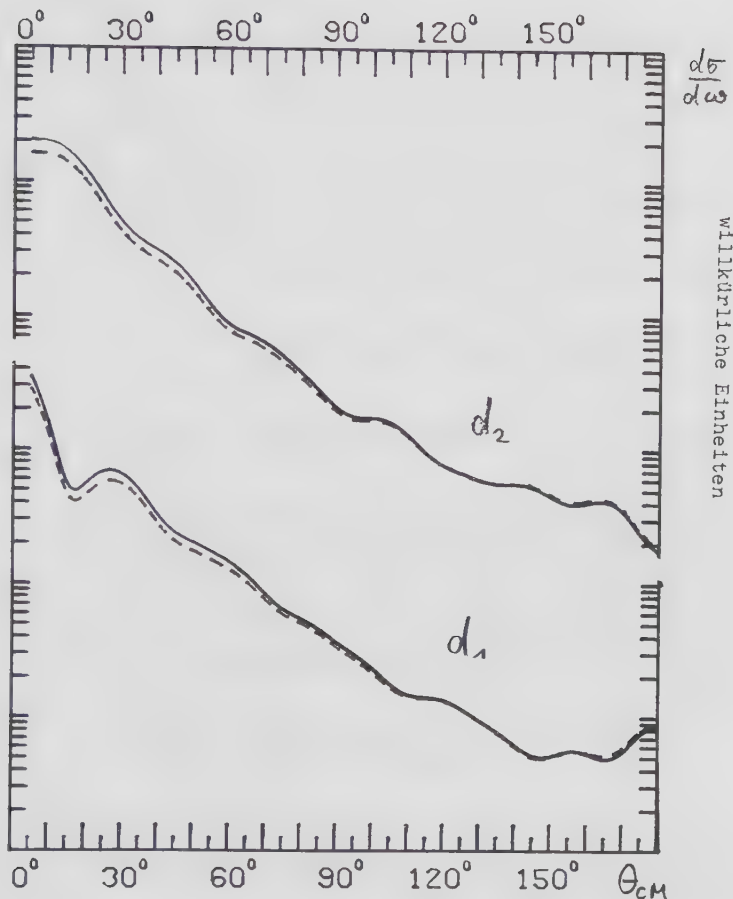


Fig. 9. Vergleich von DWBA-Wirkungsquerschnitten für $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}$ zum ersten und zweiten angeregten Zustand in ^{25}Al jeweils mit (durchgezogen) und ohne die sog. Finite-Range-Korrektur. Die Unterschiede machen bei Vorwärtswinkeln maximal 20% aus; das ist weniger als die Differenzen, die sich aus Rechnungen mit verschiedenen, im Sinne von "Fits" gleich guten, Potentialen ergeben.

Die Funktion $S(r_p)$ soll jetzt noch für die in dieser Arbeit behandelten Spezialfälle erläutert werden. Der einfachste denkbare Fall ist gegeben, wenn der Kern "A" den Drehimpuls $J_A = 0$ hat, und wenn dieser Kern ohne seine innere Struktur zu verändern ("Inert Core") das Proton in einen Schalenmodellzustand $\psi_{n\ell j}(r_p)$ einbaut. Dann kann man aus Drehimpuls und Parität des Endkerns "B" eindeutig Bahn- und Gesamtdrehimpuls des übertragenen Protons bestimmen, und es ist einfach:

$$S(r_p) \equiv \psi_{n\ell j}(r_p)$$

Die Kerne ^{24}Mg und ^{25}Al sind deformiert. Daher wird das übertragene Proton in einen Zustand eingebaut, der - im Nilsson-Modell - aus dem $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ und $1d_{5/2}$ Schalenmodellzustand gemischt ist. Je nach Endkernndrehimpuls kann aber in einem direkten Übergang nur die zu dem erwähnten eindeutig bestimmten ℓ, j - Wert gehörige Komponente bevölkert werden. Diese wird gemessen durch den spektroskopischen Faktor S, für den gilt:

$$\sqrt{S} = \langle [\psi_{n\ell j} \otimes \psi_A]_B | \psi_B \rangle$$

S gibt also an, inwieweit der Endkernzustand ψ_B einfach aus dem Anfangszustand mit angekoppelter Einteilchenwellenfunktion $\psi_{n\ell j}$ besteht.

Bei der Berechnung der Transfer-Wirkungsquerschnitte treten S und D_0^2 als Faktoren auf:

$$\sigma_{\text{DWBA}} = S \cdot D_0^2 \cdot \sigma_{\text{DWBA}}^0$$

⁺⁺) Kompliziertere Modelle, die z.B. die Antisymmetrisierung zwischen dem Übertragenen und schon in "A" vorhandenen Protonen mit in Betracht ziehen, sind in Zit. 10 behandelt.

Der reduzierte Wirkungsquerschnitt σ_{DWBA}^0 wird vom Programm ausgedruckt. Wenn man für die Reaktion D_0 kennt, kann man durch Anpassen der DWBA-Wirkungsquerschnitte an experimentelle Wirkungsquerschnitte die entsprechenden "experimentellen" spektroskopischen Faktoren bestimmen. Diese Methode ist sehr häufig verwendet worden um Kerne "spektroskopisch" zu untersuchen. Da die "experimentellen" spektroskopischen Faktoren aber stark davon abhängen, was für Potentiale U_a, U_b und V_p man für die Wellenfunktionen χ_a^+, χ_b^- und ψ_{int} zugrundelegt, ist die "spektroskopische" Information, die man so gewinnt, nicht eindeutig. Für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ ist zum Beispiel die Abhängigkeit der spektroskopischen Faktoren von den verwendeten Einteilchenpotentialen in Zit. 2 untersucht worden.

Eine andere, am Reaktionsmechanismus orientierte, Fragestellung betrifft die direkt "verbotenen" Übergänge. Man betrachte etwa in der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ die Übergänge zum $7/2^+$ und zum $9/2^+$ Zustand in ^{25}Al : Diese Zustände gehören zur $5/2$ -Grundzustandsrotationsbande. Das übertragene Proton besetzt einen fast reinen $1d_{5/2}^-$ Zustand (vgl. Abschnitt 4.5), zusätzlich rotiert der Rumpf mit, unscharfem Drehimpuls so, daß sich ein Gesamtdrehimpuls von $7/2$ bzw. $9/2$ ergibt. Diese zweifache Anregung: "Andrehen des Rumpfes + Teilchenübertrag" kann von der DWBA nicht beschrieben werden, da sie nicht direkt sondern über Zwischenzustände abläuft. Dazu wird eine Theorie wie die CCBA, die weiter unten erläutert wird, benötigt. Mit CCBA-Untersuchungen kann auch geklärt werden, inwiefern bei "erlaubten" Übergängen konkurrierende Mehrstufenprozesse eine Rolle spielen, und wo die DWBA bereits eine hinreichend gute Beschreibung liefert.

4.3 CC-Rechnungen

Es gibt eine Reihe von Darstellungen der Methode der gekoppelten Kanäle. (Zit. 24, 10). Hier soll kurz eine Entwicklung des Formalismus angegeben werden, wie er in dem später benutzten Rechenprogramm INCH1 (Zit. 25, 26) verwendet wird.

Man betrachte die Wechselwirkung eines Teilchens "a" (Spin s) mit einem Kern "A", der mehrere Anregungszustände hat, die mit α nummeriert seien. (Dazu gehöre etwa der Kernspin I_α , die Parität π_α). Die Schrödingergleichung für "A" ist:

$$H_A(\xi) \psi_\alpha(\xi) = E_\alpha \psi_\alpha(\xi)$$

ξ bezeichnet die inneren Koordinaten von "A".

$\psi_\alpha(\xi)$ ist die Wellenfunktion des Zustands α mit der Energie E_α , dem Drehimpuls I_α , der Parität π_α .

Die Schrödingergleichung für das Gesamtsystem wird:

$$(H_A(\xi) + T_a(\underline{r}) + V(\underline{r}, \xi) - E) \Psi = 0$$

Die Wellenfunktion Ψ hängt von $\underline{r}$, dem Relativabstand von "a" und "A", und von ξ , den inneren Koordinaten von "A" ab.

Zunächst entwickelt man Ψ nach Funktionen mit guten Quantenzahlen J , M und π für den Gesamtdrehimpuls, seine z-Komponente und die Gesamtparität:

$$\Psi = \sum_{JM\pi i} A_i^{JM\pi} \psi_i^{JM\pi}$$

Der zusätzliche Index i , der im folgenden wieder weggelassen wird, könnte verschiedenen Randbedingungen für den Eingangskanal - etwa polarisierter Strahl - Rechnung tragen.

Man definiert als Entwicklungsfunktionen die sogenannten Kanalfunktionen:

$$\Phi_{\alpha \ell j}^{JM\pi}(\hat{r}, s, \xi) = [\psi_{\alpha I_{\alpha}}(\xi) \otimes [i^{\ell} Y_{\ell}(\hat{r}) \otimes \chi_s]]_j^M$$

Dabei ist

$\psi_{\alpha I_{\alpha}}$

ein Kernzustand "Nummer" α mit Spin I_{α}

$Y_{\ell}(\hat{r})$

eine Kugelfunktion ($\hat{r}$ bezeichnet die Richtung von $\underline{r}$)

χ_s

eine Spinfunktion für "a"

Die z-Achsenkomponenten der Drehimpulse und Spins sind hier nicht angeschrieben: Über sie wird bei der Kopplung summiert.

Ausgeschrieben hätte man:

$$\Phi_{\alpha \ell j}^{JM\pi}(\hat{r}, s, \xi) = \sum_{\substack{J_1, M_1 \\ \tilde{M}_1, m}} (I_{\alpha}, \tilde{M}_1, j, m | JM) (\ell, s, \mu | j, m) i^{\ell} Y_{\ell}^{\mu}(\hat{r}) \cdot \chi_s^{\mu} \cdot \psi_{\alpha I_{\alpha}}(\xi)$$

Dabei ist

$$\pi = \pi_{\alpha} \cdot (-1)^{\ell}$$

Wenn man nur zwei oder drei Kernzustände berücksichtigt ("ankoppelt"), gibt es zu jedem vorgegebenen J, M, π nur eine endliche Zahl N_C von Kombinationen α, ℓ, j , die sich entsprechend koppeln lassen.

Die Kanalfunktionen bilden ein orthogonales, normiertes System von Funktionen:

$$\langle \Phi_{\alpha \ell j}^{JM\pi} | \Phi_{\alpha' \ell' j'}^{JM\pi} \rangle = \delta_{JJ'} \cdot \delta_{MM'} \cdot \delta_{\pi\pi'} \cdot \delta_{\alpha\alpha'} \cdot \delta_{\ell\ell'} \cdot \delta_{jj'}$$

Radialfunktionen erhält man, wenn man bildet:

$$u_{\alpha \ell j}^{JM\pi}(r) := \langle \Phi_{\alpha \ell j}^{JM\pi} | \Psi \rangle$$

Die Integration erstreckt sich über $\hat{r}, \xi$. Zusätzlich wird über die Spinzustände summiert.

Es ist weiter:

$$\begin{aligned}
 u_{\alpha l_j}^{jH\pi}(\tau) &= \sum_{j'H'\pi'} A^{j'H'\pi'} \cdot \langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | \psi^{j'H'\pi'} \rangle \\
 &= A^{jH\pi} \cdot \langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | \psi^{jH\pi} \rangle \\
 &=: A^{jH\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot f_{\alpha l_j}^{j\pi}(\tau)
 \end{aligned}$$

Die hier definierten Radialfunktionen $f_{\alpha l_j}^{j\pi}(\tau)$ sind von M unabhängig und es ist:

$$\psi^{jH\pi} = \sum_{\alpha l_j} \frac{1}{r} \cdot f_{\alpha l_j}^{j\pi} \cdot \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi}$$

Projiziert man nun die Gesamtschrödingergleichung auf

$\langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} |$ so erhält man:

$$\begin{aligned}
 \partial_{\tau\tau} f_{\alpha l_j}^{j\pi}(\tau) &= \sum_{\alpha' l'_j} \left\{ \left(\frac{l(l+1)}{\tau^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - E_\alpha) \right) \cdot \delta_{\alpha\alpha'} \cdot \delta_{ll'} \cdot \delta_{jj'} \right. \\
 &\quad \left. + \langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot V(\tau, \xi) | \Phi_{\alpha' l'_j}^{jH\pi} \rangle \right\} f_{\alpha' l'_j}^{j\pi}(\tau)
 \end{aligned}$$

Dabei wurde verwendet:

$$\langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | H_A | \psi \rangle = A^{jH\pi} \cdot E_\alpha \cdot \frac{1}{r} \cdot f_{\alpha l_j}^{j\pi}(\tau)$$

$$\langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | T_a | \psi \rangle = A^{jH\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\partial_{\tau\tau} - \frac{l(l+1)}{\tau^2} \right) \right) f_{\alpha l_j}^{j\pi}$$

$$\langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | V(\tau, \xi) | \psi \rangle = A^{jH\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot$$

$$\cdot \sum_{\alpha' l'_j} \langle \Phi_{\alpha l_j}^{jH\pi} | V(\tau, \xi) | \Phi_{\alpha' l'_j}^{jH\pi} \rangle \cdot f_{\alpha' l'_j}^{j\pi}$$

Wenn man noch die Abkürzungen $C := (\alpha \ell j)$

$$\text{und } \langle \Phi_{\alpha \ell j}^{J\pi} | V(r, \xi) | \Phi_{\alpha' \ell' j'}^{J\pi} \rangle =: V_{CC'}^{J\pi}(r)$$

eingeführt, wird $\otimes$ zu:

$$\partial_{rr} f_C^{J\pi}(r) = \sum_{C'} \left\{ \left(\frac{\ell_C(\ell_C+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_\alpha) \right) \cdot \delta_{CC'} + \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{CC'}^{J\pi}(r) \right\} f_{C'}^{J\pi}(r)$$

für $C = 1, \dots, N_C$.

(Wie groß N_C ist, hängt von J, π ab und davon wieviel Kernzustände α und Partialwellen für die Relativbewegung man zulässt.)

Dies sind die gekoppelten Gleichungen, die den Verfahren den Namen gegeben haben. Sie hängen von den Entwicklungskoeffizienten $A^{J\pi}$ (und damit von M) nicht mehr ab. Über die rechenstechnischen Verfahren, wie diese Gleichungen gelöst werden, wird im Anhang A. 1 berichtet.

Wenn zu jedem J, π die Lösungen $f_C^{J\pi}$ für $C = 1, \dots, N_C$ vorliegen, können aus den Randbedingungen:

$f_C^{J\pi}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty}$ einlaufende + auslaufende Welle, wenn zu C der Targetgrundzustand gehört,

$f_C^{J\pi}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty}$ nur auslaufende Welle, wenn zu C ein angeregter Targetzustand gehört,

die S-Matrixelemente und damit auch die Wirkungsquerschnitte, Polarisierungen usw. berechnet werden.

4.4 CCBA-Rechnungen

Das Programm INCH2 (Zit. 27) zur Berechnung von Einteilchentransferreaktionen arbeitet nach der "Quelltermmethode". Dieses Verfahren ist in Zit. 28 vorgeschlagen worden und dort dadurch verifiziert worden, daß es ohne Ankopplung inelastischer Kanäle in die DWBA übergeht. Daraus ist nicht ersichtlich, wie sich die Quelltermmethode anderen Näherungsverfahren gegenüber verhält. Im folgenden soll daher der Formalismus in Anlehnung an die Überlegungen von 4.3 entwickelt werden, und zwar so, daß auch die Beziehung zu einer vollständigen gekoppelten Reaktionstheorie und zu anderen Näherungsverfahren klar wird. Eine solche Darstellung ist bisher nicht in der Literatur zu finden.

Außer dem Aufbruch "a + A", wie er in 4.3 gerade beschrieben worden ist, soll nun noch eine weitere Gruppe von Kanälen eine Rolle spielen, die mit "b + B" symbolisiert sei. Alle Bezeichnungen, die sich auf "a + A" beziehen, werden mit einem zusätzlichen Index 1 versehen.

Die Schrödingergleichung zu "B" ist:

$$H_B(\xi) \psi_\alpha(\xi) = E_\alpha \psi_\alpha(\xi)$$

Eine Schrödingergleichung für das Gesamtsystem ist jetzt auch:

$$(H_B(\xi) + T_b(\tau_2) + V(\tau_1, \xi)) \psi = E \psi$$

Man kann schreiben:

$$\psi = \sum_{j'h'\pi'} A^{j'h'\pi'} \cdot (\psi_1^{j'h'\pi'} + \psi_2^{j'h'\pi'})$$

Dabei enthält $\psi_1^{JM\pi}$ alle Aufbrüche "a + A", die sich zu J, M, π koppeln lassen, und $\psi_2^{JM\pi}$ alle entsprechenden Aufbrüche "b + B".

Es werden wieder Kanalfunktionen ⁺⁺) definiert, mit deren Hilfe man schreiben kann:

$$\psi_1^{JM\pi} = \sum_{\alpha_1 l_1 j_1} \frac{1}{\tau_1} \cdot f_{\alpha_1 l_1 j_1}^{J\pi}(\tau_1) \cdot \Phi_{\alpha_1 l_1 j_1}^{JM\pi}(\hat{\tau}_1, \xi_1)$$

sowie

$$\psi_2^{JM\pi} = \sum_{\alpha_2 l_2 j_2} \frac{1}{\tau_2} \cdot f_{\alpha_2 l_2 j_2}^{J\pi}(\tau_2) \cdot \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi}(\hat{\tau}_2, \xi_2)$$

Projiziert man nun:

$$\langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(\tau_2, \xi_2) - E | \psi_1^{JM\pi} + \psi_2^{JM\pi} \rangle = 0$$

so erhält man:

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(\tau_2, \xi_2) - E | \psi_2^{JM\pi} \rangle = \\ - \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(\tau_2, \xi_2) - E | \psi_1^{JM\pi} \rangle \end{aligned}$$

Man läßt die Operatoren "nach links" wirken und erhält nach dem gleichen Verfahren und mit den gleichen Abkürzungen wie oben:

$$\begin{aligned} \partial_{\tau\tau} f_c^{J\pi}(\tau_2) = \sum_{c'} \left\{ \left(\frac{l_c(l_c+1)}{\tau_2^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_{\alpha_c}) \right) \cdot f_{c'}^{J\pi} \right. \\ \left. + \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot V_{cc'}^{J\pi}(\tau_2) \right\} \cdot f_{c'}^{J\pi}(\tau_2) \\ + \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot \tau_2 \cdot \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(\tau_2, \xi_2) - E | \psi_1^{JM\pi} \rangle \end{aligned}$$

⁺⁺) Die Kanalfunktionen enthalten jetzt zusätzlich den Ortsteil der internen Projektilwellenfunktion, der hier als s-Zustand angenommen wird, und auf den bei der Kopplung zu J, M, π daher keine Rücksicht genommen zu werden braucht.

Neu ist jetzt der Zusatzterm auf der rechten Seite.

Er soll genauer untersucht werden:

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(r_2, \xi) - E | \psi_1^{JM\pi} \rangle = \\ [(\epsilon_{\alpha_2} - E) - \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\Delta_{r_2} - \frac{l(l+1)}{r_2^2} \right) + U_b(r_2)] \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | \psi_1^{JM\pi} \rangle \\ + \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | V_b(r_2, \xi) - U_b(r_2) | \psi_1^{JM\pi} \rangle \end{aligned}$$

Ein "runder" Anteil U_b von V_b ist hier abgespalten.

Da $\Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi}$ und $\psi_1^{JM\pi}$ zu verschiedenen Aufbrüchen gehören, sind sie "fast orthogonal". Das soll heißen: Die Radialfunktion $\langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | \psi_1^{JM\pi} \rangle$ ist nur für sehr kleine Werte von r_2 von Null verschieden. Deshalb wird die Näherung gemacht:

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | H_B + T_b + V_b(r_2, \xi) - E | \psi_1^{JM\pi} \rangle \\ \approx \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JM\pi} | V_b(r_2, \xi) - U_b(r_2) | \psi_1^{JM\pi} \rangle \end{aligned}$$

Die nächste Näherung ist:

$$V_b(r_2, \xi) - U_b(r_2) \approx V_{\text{eff}}(r_2, \xi) = \begin{cases} V_{d\rho}(r_2, \xi) & \text{für } ({}^3\text{He}, d) \\ V_{pn}(r_2, \xi) & \text{für } (d, p) \end{cases}$$

Somit schreiben sich die gekoppelten Gleichungen als:

$$(I) \quad \partial_{r_2 r_2} f_{2C_2}^{J\pi}(r_2) = \sum_{C'_2} \left\{ \left(\frac{l_{C_2}(l_{C_2}+1)}{r_2^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_{n_{C_2}}) \right) f_{2C'_2}^{J\pi} + \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{2C'_2}^{J\pi}(r_2) \right\} f_{2C_2}^{J\pi}(r_2) + \\ + \frac{2\mu}{\hbar^2} \cdot r_2 \cdot \sum_{C_1} \langle \Phi_{2C_2}^{JH\pi} | V_{eff} | \frac{1}{r_1} \cdot f_{1C_1}^{J\pi}(r_1) \cdot \Phi_{1C_1}^{JH\pi} \rangle$$

für $C_2 = 1, \dots, N_{C_2}$

Wenn man diese Ableitung wiederholt und dabei "a + A" mit "b + B" und 1 mit 2 vertauscht, erhält man:

$$(II) \quad \partial_{r_1 r_1} f_{1C_1}^{J\pi}(r_1) = \sum_{C'_1} \left\{ \frac{l_{C_1}(l_{C_1}+1)}{r_1^2} - \frac{2\mu_1}{\hbar^2} (E - \epsilon_{n_{C_1}}) \right\} f_{1C'_1}^{J\pi}(r_1) + \frac{2\mu_1}{\hbar^2} V_{1C'_1}^{J\pi}(r_1) f_{1C_1}^{J\pi}(r_1) + \\ + \frac{2\mu_1}{\hbar^2} \cdot r_1 \cdot \sum_{C_2} \langle \Phi_{1C_1}^{JH\pi} | V_{eff} | \frac{1}{r_2} \cdot f_{2C_2}^{J\pi}(r_2) \cdot \Phi_{2C_2}^{JH\pi} \rangle$$

für $C_1 = 1, \dots, N_{C_1}$.

Wenn man diese $N_{C_2} + N_{C_1}$ Gleichungen für die Radialfunktionen $f_{2C_2}^{J\pi}(r_2), f_{1C_1}^{J\pi}(r_1)$ simultan löst, spricht man von CRC-(Coupled Reaction Channels-)-Theorie.

Da der Rechenzeit- und Speicherplatzbedarf eines Programms, das diese Gleichungen löst, etwa mit der dritten Potenz der Anzahl der gekoppelten Gleichungen wächst, ist man oft zu weiteren Näherungen gezwungen:

Man behandelt den Teilchentransfer nur in erster Ordnung.

Das heißt rechnerisch:

Man läßt in den Gleichungen (II) den "Quellterm" - das ist der Zusatzterm auf der rechten Seite - weg.

Dann kann man die Gleichungen (II) als normales CC-Problem von nur N_{C1} gekoppelten Gleichungen getrennt lösen. Mit den Radialfunktionen $f_{1C1}^{J\pi}$, die man daraus erhält, geht man in die Gleichungen (I) ein und löst dann noch einmal N_{C2} gekoppelte Gleichungen mit "Quellterm". Dieses Verfahren nennt man CCBA-Verfahren.

"Lösen" heißt hier wieder: numerisch integrieren bis zu einem hinreichend großen Radius, wo man als asymptotische Lösungen freie Coulombwellen anpaßt.

Die Randbedingungen lauten jetzt:

$f_{2C2}^{J\pi}(r_2) \xrightarrow{r \rightarrow \infty}$ auslaufende Welle für alle Kanäle Q , die zu "b + B" gehören,

$f_{1C1}^{J\pi}(r_1) \xrightarrow{r \rightarrow \infty}$ auslaufende Welle + einlaufende Welle für die Kanäle $C1$, die den Targetkern "A" im Grundzustand enthalten,

$f_{1C1}^{J\pi}(r_1) \xrightarrow{r \rightarrow \infty}$ auslaufende Welle für alle anderen Kanäle $C1$ von "a + A".

Aus den Anpassungen erhält man S-Matrixelemente und daraus Wirkungsquerschnitte, Polarisationen und Dichtematrizen.

Physikalisch bedeutet das Weglassen des "Quellterms" in (II), daß die Rückwirkung der Kanäle "b + B" auf die Kanäle "a + A" vernachlässigt wird. Ob das im Einzelfall gerechtfertigt ist, hängt davon ab, wie stark die Transferkanäle im Verhältnis zum elastischen und zu den inelastischen Streukanälen sind.

Im Anhang A. 3 ist beschrieben, wie sich die "Quellterme" durch Annahme der Zero-Range-Näherung und durch Abspaltung von modellunabhängigen Faktoren weiter vereinfachen.

Ein anderes, ebenfalls CCBA genanntes, Verfahren (Zit. 23) löst (I) und (II) ohne "Quellterme" als zwei einfache CC-Probleme und verwendet die Lösungsfunktionen anstelle der "distorted waves" in der DWBA. Diese Methode ist zunächst rechnerisch aufwendiger, - es müssen von beiden Systemen " $a + A$ " und " $b + B$ " die Wellenfunktion gespeichert werden! - doch können nachträglich mit geringerem Aufwand z.B. verschiedene Übergänge zu- und abgeschaltet werden ohne die CC-Gleichungen neu zu lösen.

4.5 Einteilchenwellenfunktionen

Zur Bildung der Quellterme braucht man Einteilchenwellenfunktionen. Sie wurden in der vorliegenden Arbeit in einem deformierten Saxon-Woods-Potential als sogenanntes Sturm-Liouville-Problem berechnet.

Betrachtet man die Schrödingergleichung

$$(T + V_{\text{coul}} + U \cdot f(r)) \psi = E \cdot \psi$$

nicht als Aufgabe, das E-Spektrum und die Wellenfunktionen für fest gegebene Potentialstärke U zu suchen, sondern für fest gegebene Energie E ein U -Spektrum nebst Wellenfunktion zu berechnen, so spricht man mathematisch von einem Sturm-Liouville-Problem.

Unter der Voraussetzung, daß $f(r)$ sein Vorzeichen nicht wechselt, existiert ein vollständiges System von gebundenen Wellenfunktionen, die einer modifizierten Orthogonalitätsrelation genügen (Zit. 30):

$$\langle \psi_{n l j} | f(r) | \psi_{n' l' j'} \rangle = N_{n l j} \cdot \delta_{n n'} \cdot \delta_{l l'} \cdot \delta_{j j'}$$

Die Normierung der Funktionen wird zweckmäßigerweise "konventionell" gewählt gemäß:

$$\langle \psi_{n l j} | \psi_{n l j} \rangle = 1$$

(Dann sind die $N_{n l j} \neq 1$!) Wellenfunktionen mit dieser Normierung in einem runden Saxon-Woods-Potential liefern die in DWBA- und CCBA-programmen eingebauten "Bound State"-Unterprogramme. Die Vollständigkeit des Funktionensystems $\{\psi_{n l j}\}$ sichert die Möglichkeit, Wellenfunktionen im deformierten Potential zur selben Energie nach den $\psi_{n l j}$ zu entwickeln.

Für den SIEMENS 306 Rechner des Erlanger Tandemlabors wurde ein Paar von Programmen TIP und TOP entwickelt, die die Entwicklungskoeffizienten der Zustände im deformierten Potential nach einer (endlichen) Basis von Funktionen im runden Potential berechnen.

Das Programm TIP erzeugt unter Verwendung des "Bound-State"-Unterprogramms aus INCH2 einen Satz von Basisfunktionen, charakterisiert durch die gewünschte Bindungsenergie und durch n, l, j , und legt diese auf dem Plattenspeicher ab. Die Schrödingergleichung für das deformierte Sturm-Liouville-Problem verwandelt sich bei der Entwicklung seiner Lösung gemäß:

$$\Psi_Q = \sum_{n, l, j} C_{n, l, j}(Q) \Psi_{n, l, j}$$

in ein algebraisches Matrixeigenwertproblem (Zit. 31). Das Programm TOP berechnet zu gegebenem Q (=Drehimpuls-komponente in Richtung der Deformationsachse) mit Hilfe der Basisfunktionen von TIP diese Matrix. Anschließend wird das Eigenwertproblem durch Diagonalisieren der Matrix gelöst. Aus den Eigenvektoren ergeben sich die Entwicklungskoeffizienten $C_{n, l, j}(Q)$. Bei optimaler Ausnutzung des Speicherplatzes können auf dem erwähnten Rechner bis zu sechs Basiszustände berücksichtigt werden.

Als Modelleinteilchenzustände für ^{25}Al kommen die Zustände im deformierten Saxon-Wood-Potential in Frage, die dem $5/2+[202]$ - und dem $1/2+[211]$ -Nilsson-Zustand entsprechen. Die Einteilchenbindungsenergien $EB(Q)$ wurden gemäß der Beziehung (Zit. 32) abgeschätzt:

$$ES = \frac{\hbar^2}{2 \cdot \Theta} (J \cdot (J+1) - 2K^2) + EB(Q)$$

Dabei ist ES die Separationsenergie eines Protons vom Grundzustand in ^{25}Al , Θ ein effektives Trägheitsmoment, das aus den Anregungsenergien von ^{25}Al bestimmt wurde, und $EB(Q)$ die Bindungsenergie des Protons, "wenn sich der ^{24}Mg -Rumpf von ^{25}Al nicht drehen würde".

Es ergaben sich:

$$EB(5/2) = 1.41 \text{ MeV}$$

$$EB(1/2) = 1.74 \text{ MeV}$$

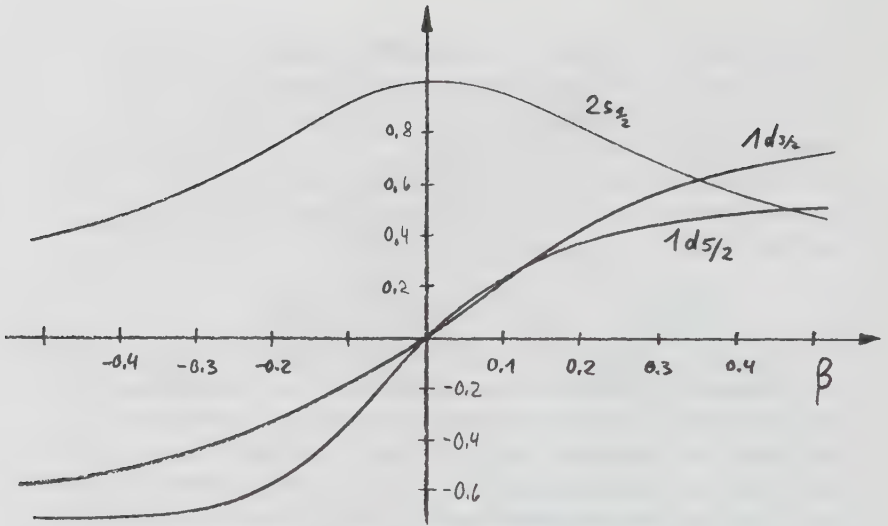


Fig. 10 . Entwicklungskoeffizienten $C_{nlj}(1/2)$ des Nilssonzustandes $1/2+[211]$ im deformierten Saxon-Woods-Potential.

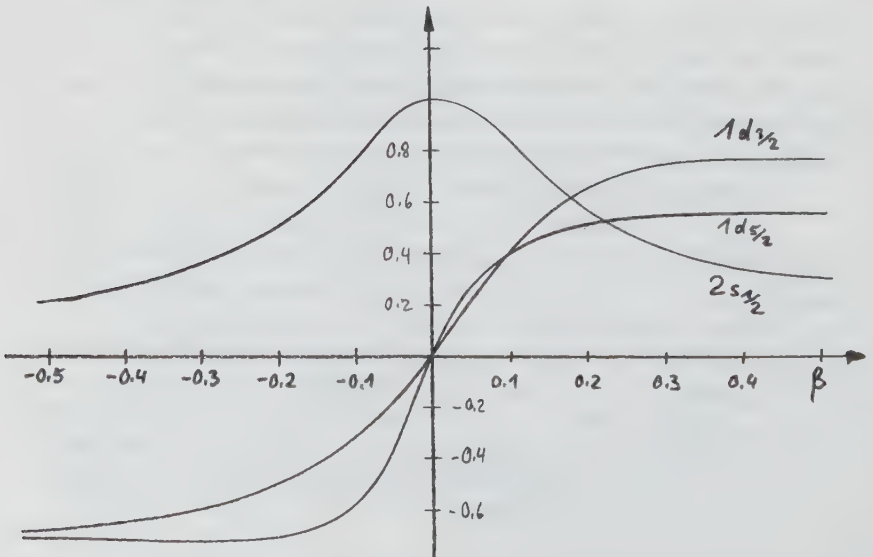


Fig. 11 . Entwicklungskoeffizienten $C_{nlj}(1/2)$ des Nilssonzustandes $1/2+[211]$ im deformierten Oszillator-Potential (= "echtes" Nilsson-Modell) nach Zit. 32.

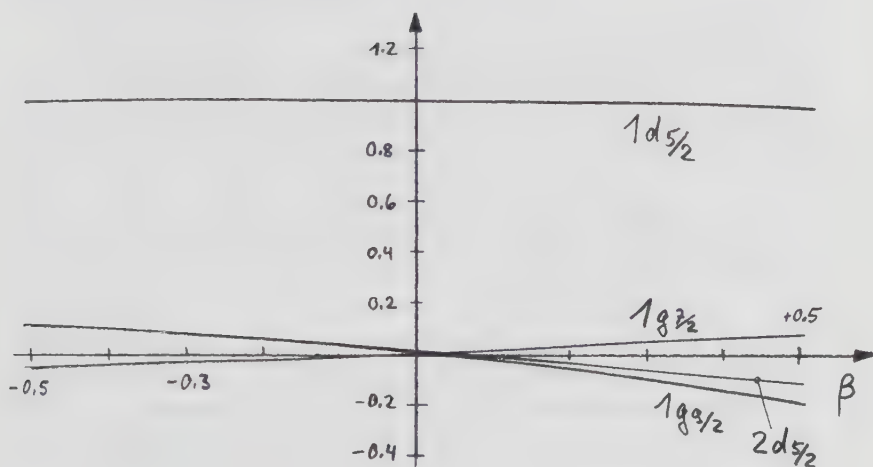


Fig. 12. Entwicklungskoeffizienten $C_{nlj}(5/2)$ des Nilssonzustandes $5/2+[202]$ im deformierten Saxon-Woods-Potential. Die sd-Basis ist erweitert um die Zustände $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$ und $2d_{5/2}$, deren Beiträge sich als sehr gering herausstellen.

Für die $1/2^+$ Rotationsbande wurde dabei zusätzlich die Energieverschiebung durch den "Decoupling"-Beitrag (Zit. 32) berücksichtigt. Zu diesen Bindungsenergien wurden deformierte Einteilchenwellenfunktionen berechnet. Die Potentialparameter waren (USO, RUSO, AUSO = Spin-Bahn-Potentialparameter, Längen in fm, Potentialstärken in MeV)

U	RU	AU	RCOUL	USO	RUSO	AUSO
angepaßt	1.25	0.65	1.30	7.00	1.25	0.65

Fig. 10 zeigt für eine sd-Basis ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$) die Entwicklungskoeffizienten $C_{nlj}(1/2)$ für den Zustand, der dem Nilsson-Zustand $1/2^+ [211]$ entspricht. Im Vergleich dazu sind in Fig. 11 die Nilsson-Koeffizienten aufgezeichnet. (Die gleiche Deformation bedeutet für ein Oszillatorpotential eine größere Störung als für ein Saxon-Woods-Potential, daher wächst beim Nilsson-Modell die d-Beimischung zum $2s_{1/2}$ -Zustand mit der Deformation schneller an.) Die Koeffizienten $C_{nlj}(5/2)$ analog zum $5/2^+ [202]$ -Nilsson-Zustand wurden in einer erweiterten Basis, $1d_{5/2}$, $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, berechnet. Das Ergebnis zeigt Fig. 12. Man sieht, daß die Beimischung der $1g_{9/2}$ -, $1g_{7/2}$ - und $2d_{5/2}$ -Komponenten sehr gering ist. Für die CCBA-Rechnungen dieser Arbeit wurden - wie im Nilsson-Modell - diese kleinen Beimischungen vernachlässigt. Eine Erweiterung der Basis für den $1/2^+ [211]$ -Zustand erbrachte ebenfalls nur ganz geringe Beiträge der zusätzlichen Komponenten $1s_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$. Man braucht also in CCBA-Untersuchungen Beiträge von außerhalb der sd-Schale nicht zu berücksichtigen.

Die hier berechneten Entwicklungskoeffizienten wurden in Form von spektroskopischen Amplituden in den CCBA-Rechnungen des Abschnitts 5.6 verwendet. Deren Werte sind dort in Tab. 8 ersichtlich.

4.6 Bemerkungen zu den CC-Programmen

Die Neuentwicklung von Computer-Programmen, die das CC-Problem bearbeiten, setzt große Erfahrung voraus: Von den meisten bekannten Programmen dieser Art, wie etwa MARS von T. Tamura (Zit. 33), ECIS von J. Raynal und G.W. Schweimer, Karlsruhe (Zit. 34), INCH von A. Hill, früher Oxford, weiß man, daß sie in jahrelanger Arbeit aus früheren einfacheren Programmen entwickelt worden sind: MARS ist eine Fortentwicklung von VENUS und JUPITOR von T. Tamura, von ECIS gibt es ältere Versionen, INCH enthält die Erfahrungen mit den Programmen CCCP1 und CCCP3 von A. Hill. Für die Zwecke einer Arbeit, wie der vorliegenden, kann man also die Möglichkeit ein neues CC-Programmsystem zu entwickeln ausschließen.

Wenn man demnach beabsichtigt eines der genannten Programme zu verwenden, stellt sich ein Problem, das mehr lokaler Natur ist: Der Universität Erlangen-Nürnberg steht ein Rechenzentrum mit (inzwischen) zwei CD 3300-Großrechnern zur Verfügung. Obwohl es sich dabei um die weitestausgebaute Rechnerkonfiguration dieses Typs in Deutschland handelt, stößt man bei der Bearbeitung von mathematisch-physikalischen Problemen, wie etwa kernphysikalischen Reaktionsmodellen, schnell an die Grenzen der Leistungsfähigkeit dieser (mittlerweile acht Jahre alten) Rechananlage. Diese Grenzen bestehen in der Langsamkeit und dem geringen Umfang des adressierbaren Kernspeichers - beides gesehen in Relation zu Anlagen, die sonst für die Probleme wie in der vorliegenden Arbeit benutzt werden.

Nachdem daher einige Rechnungen dieser Arbeit mit verschiedenen Versionen des CC-Programms INCH an auswärtigen Rechananlagen, in Stuttgart und Frankfurt, durchgeführt worden waren, zeigte sich dann doch die Notwendigkeit, die Programme in Erlangen zur Verfügung zu haben:

Es ist hier wesentlich einfacher, bei unmittelbarem Kontakt zum Rechenzentrum Programmänderungen anzubringen und gewisse Sonderwünsche bei der Bearbeitung der "Jobs" erfüllt zu bekommen. Hinzu kommt, daß durch Installation einer zweiten CD 3300-Anlage inzwischen hinreichend Rechenzeit vorhanden ist um auch gründlichere Untersuchungen durchführen zu können.

Eine genaue Beschreibung der INCH-Programme kann hier nicht gegeben werden, doch soll im folgenden eine kurze Charakterisierung der Programme INCH1 und INCH2 gegeben und die Modifikationen, die für die Erlanger Rechanlage nötig waren, erläutert werden.

4.6.1 Das CC-Programm INCH1, Erlanger Version

Von dem Programm INCH1, das zur Berechnung von inelastischer und Ladungsaustausch-Streuung dient, lag die IBM 360-185-Version des Nuclear Physics Laboratory, Oxford vor. Das Programm zeichnet sich dadurch aus, daß es nach einem "Baukastensystem" angelegt ist und dadurch, obwohl es verschiedene Kernmodelle behandeln kann, noch einigermaßen "klein" bleibt: Für verschiedene Kernmodelle, wie Rotations-Vibrationsmodell werden bestimmte Unterprogramme (NUCLIN, siehe Anhang A.2) ausgetauscht. Noch nützlicher ist die Tatsache, daß während des Programmablaufs eine detaillierte Kontrolle des Speicherbedarfs für Daten durchgeführt wird, sodaß sich die Möglichkeit ergibt, die verschiedenen Datenfelder sehr knapp, notfalls für jede zu berechnende Reaktion neu und optimal zu dimensionieren. (Das betrifft etwa die Anzahl der angekoppelten Kernzustände, der numerisch zu integrierenden Radialschritte, der zur Kopplung beitragenden Potentialterme u.v.a.)

Für die Erlanger Version wurde zunächst eine OVERLAY-Struktur eingeführt: Dabei wird das Programm in mehrere, nicht gleichzeitig "aktive" Programmteile zerlegt, die bei Bedarf abwechselnd vom Massenspeicher an die gleiche Kernspeicherstelle geladen werden. Die Datenfelder wurden durch genaue Festlegung auf die tatsächlich benötigte Länge verkleinert und zum Teil auf Massenspeicher ausgelagert. (Für diese Umstrukturierung mußte das Programm zunächst genauer analysiert werden, da eine ausführliche Programmbeschreibung nicht existierte.)

Kleine Änderungen betrafen die Umsetzung von FORTRAN IV und HARTRAN, den Programmsprachen des Originals in das in der Erlanger Anlage benutzte ANSI-FORTRAN. Außerdem wurde eine Parameter-Optimierroutine CURFIT wieder eingebaut und die verschiedenen NUCLIN-Versionen "überholt" und angepaßt.

Zusätzlich wurden Ausgabemöglichkeiten vorgesehen, die es erlauben, die in der CC-Rechnung ermittelten Streuamplituden zur Berechnung von Teilchen-Gamma-Winkelkorrelationen weiter zu verwenden.

Das Programm belegt an der CD 3300-Rechenanlage jetzt 124 Core, den maximal für einen "Job" zur Verfügung stehenden Platz. Nach der Adaption wurden eine Reihe von Testrechnungen durchgeführt, außerdem ist durch das ganze Programm hindurch der CC-Formalismus kontrolliert worden. Die Rechenergebnisse stimmen mit denen der Karlsruher Version des CC-Programms ECIS überein, außerdem konnten für immer kleinere Kopplungsstärken, die Resultate von DWBA-Rechnungen mit DWUCK reproduziert werden.

4.6.2 Das CCBA-Programm INCH2, Erlanger Version

Die Oxfordster Version des Programms INCH2 für Einteilchen-transferreaktionen von J. Edens und P.J. Ellis baut auf dem Programm INCH1 auf. Die Speicherhaushaltung war indes nicht so konsequent durchgeführt wie dort. Der Speicherbedarf war wesentlich größer als bei INCH1.

Für die Erlanger Rechenanlage wurde die Kontrolle der Datenfeldlängen vervollkommenet, außerdem wurde eine feiner abgestufte OVERLAY-Struktur als in INCH1 eingeführt. Es mußten darüber hinaus mehr Datenblöcke auf Massenspeicher ausgelagert werden. Der Verkehr mit diesen Daten wird weitgehend in "doppelter Pufferung" durchgeführt; d.h. daß Daten jeweils schon vom Massenspeicher in Kernspeicherpuffer übertragen werden, während noch die Rechnung mit früheren Daten läuft. So kann der beträchtliche Zeitverlust durch den Datentransfer Massenspeicher-Kernspeicher begrenzt werden.

Das Programm belegt jetzt ebenfalls 124 Core auf der CD 3300-Anlage und benutzt zusätzlich fünf Plattenspeicher-"files", sowie ein Magnetband.

Der Teil des Programms, der das einfache CC-Problem behandelt, wurde durch Vergleichsrechnungen mit INCH1 geprüft. Der Reaktionsteil, der die CCBA-Gleichungen mit den Quelltermen löst, wurde für die direkten Prozesse an Hand von DWUCK-Rechnungen getestet. Auch im Programm INCH2 wurde der CCBA-Formalismus in allen Unterprogrammen nachgeprüft, insbesondere im Hinblick auf die Normierung der Transfer-Wirkungsquerschnitte und die Phasen und Beträge der Kopplungspotentiale und Quellterme.

5. Ergebnisse der Modellrechnungen und Vergleich mit den Experimenten

Im folgenden Abschnitt wird über Modellanalysen zu den Messergebnissen von Abschnitt 3 berichtet. Es handelt sich zunächst um die Suche nach Parametersätzen für das OM der elastischen ^3He -Streuung. Solche Parameter wurden dann in Analysen nach der DWBA- und nach den CC-Methoden weiterverwendet.

Im Anschluß an CCBA-Rechnungen zur ($^3\text{He},d$)-Reaktion ist die Frage genauer behandelt, wie stark die einzelnen Übergänge zwischen Target- und Endkernzuständen zu den Wirkungsquerschnitten beitragen.

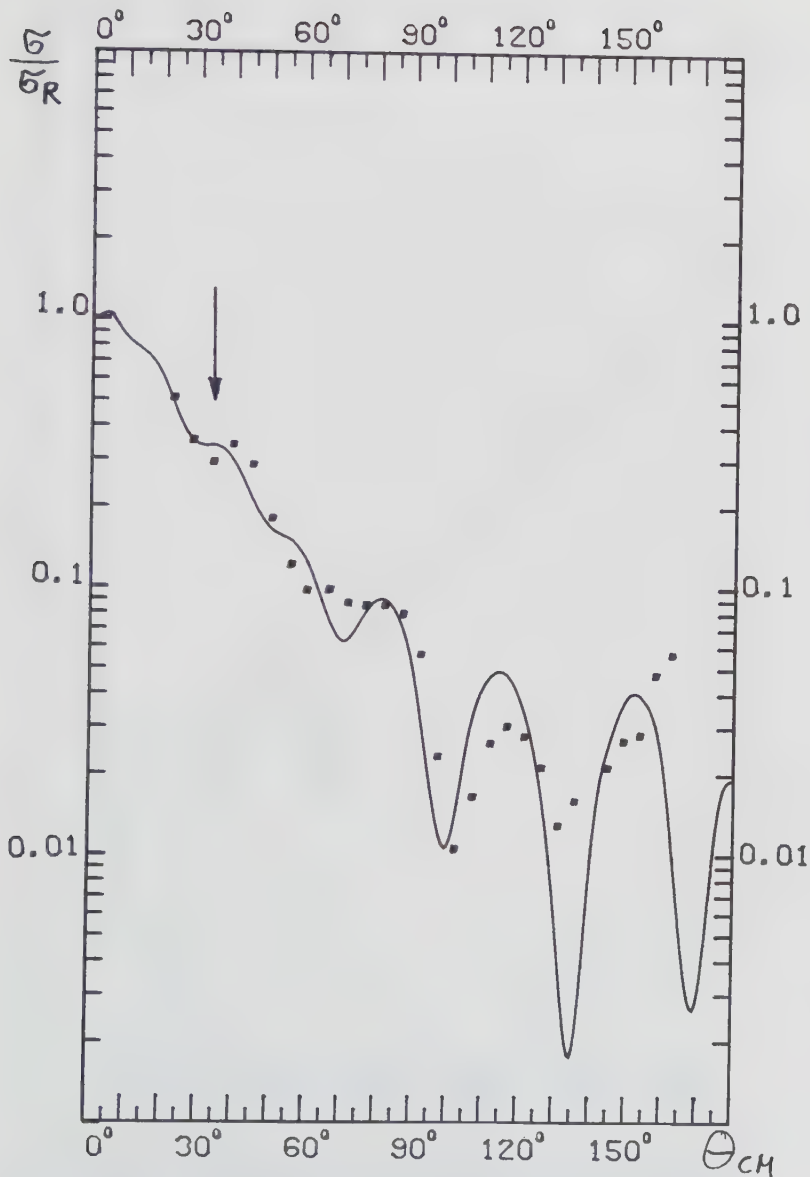


Fig. 13. OM-Fit zur elastischen ^3He -Streuung an ^{24}Mg . Das Potential ist Zit. 7 entnommen und in Tab. 1 unter Nr. 1 aufgeführt. Der Pfeil weist auf die im Text erwähnte Phasenverschiebung zwischen Rechnung und Experiment hin. (Vgl. auch Fig. 15.)

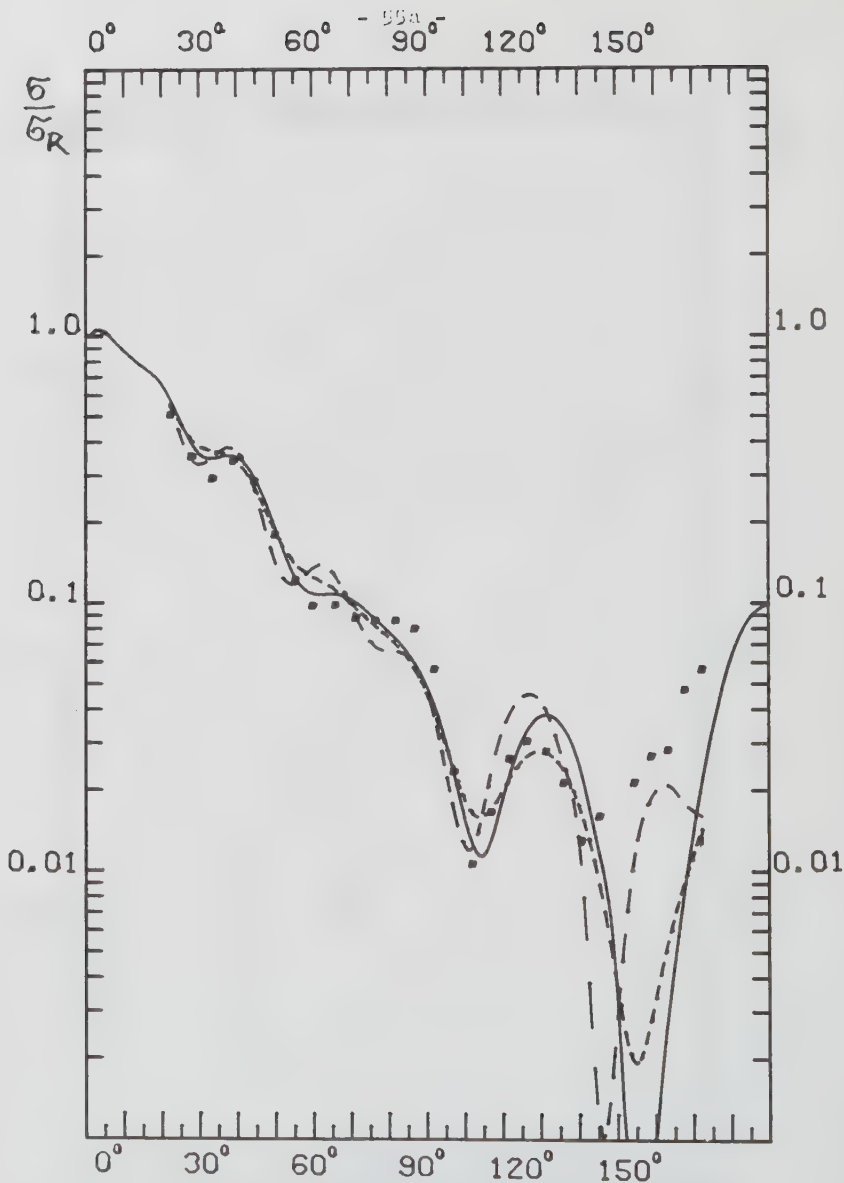


Fig. 14. OM-Fits, die unter dem Gesichtspunkt angepaßt wurden, die Phasenlage bei Vorwärtswinkeln, speziell um 30° , richtig wiederzugeben. Die Potentiale sind Nr. 2 (durchgezogene Kurve), Nr. 3 (lang gestrichelt) und Nr. 4 (kurz gestrichelt) aus Tab. 1. Von solchen Potentialen kann man erwarten, daß sie bei der inelastischen Streuung ebenfalls die richtige Phasenlage ergeben.

5.1 Optische Modellanalyser

Es liegen in der Literatur eine ganze Reihe von optischen Potentialen vor, die die elastische ^3He -Streuung an sd-Schalenkernen im Energiebereich von 10 bis 30 MeV zufriedenstellend beschreiben (Zit. 35). In Fig. 13 ist eine solche OM-Rechnung im Vergleich zum Experiment dargestellt (Potential nach Zit. 7). Es zeigte sich jedoch bei der Verwendung solcher Potentiale für Analysen der inelastischen ^3He -Streuung zum 2^+ -Zustand in ^{24}Mg , daß die theoretischen Wirkungsquerschnitte eine Phasenverschiebung von 10° bis 15° nach Vorwärtswinkeln gegenüber dem Experiment aufwiesen. Sowohl der experimentelle elastische und inelastische Wirkungsquerschnitt wie die Modellrechnung gehorchten dabei der Blair'schen Phasenregel (vgl. Abschnitt 3). Da der elastische Streuquerschnitt unter Vorwärtswinkeln weniger stark strukturiert ist, fällt eine Phasenverschiebung im elastischen Streuquerschnitt zwischen Modellvorhersagen und gemessenen Daten dort nicht auf. Eine phasenrichtige Rechnung für die inelastische Streuung konnte nur von Potentialen erwartet werden, die den elastischen Wirkungsquerschnitt bei Vorwärtswinkeln ebenfalls phasenrichtig wiedergeben. Es wurde daher versucht, ausgehend von einer größeren Anzahl von Potentialen aus Zit. 35, die optischen Parametersätze so zu verändern, daß speziell der Vorwärtswinkelbereich der elastischen Streuung phasenrichtig wiedergegeben wurde. Dazu wurden einem automatischen OM-Parameteroptimierprogramm nur die experimentellen Wirkungsquerschnitte bei Vorwärtswinkeln eingegeben; und zwar als Verhältnisse zum jeweiligen Rutherfordquerschnitt, weil nur so die Struktur deutlich hervortrat. Dann wurden abwechselnd die Geometrie- und Stärkeparameter der optischen Potentiale angepaßt. Nur für einige Potentiale konvergierte dieses Verfahren, verbesserte die Anpassung an das Experiment bei Vorwärtswinkeln und lieferte auch für Rückwärtswinkel noch hinreichend gute Übereinstimmung.

Drei so gewonnene Parametersätze zeigt die Tab. 1 unter Nr. 2,3,4. Die zugehörigen OM-Rechnungen zeigt Fig. 14.

Nr.	U	RU	AU	WV	RWV	AWV
1	144.06	1.55	0.55	25.9	1.20	1.40
2	173.0	1.136	0.658	17.6	1.433	1.163
3	163.57	1.164	0.758	15.37	1.702	0.942
4	172.82	1.137	0.638	17.78	1.542	1.172

Tab. 1. Parametersätze für ^3He -optische Potentiale, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Typisch für ^3He sind die großen Werte für RWV und AWV. (Alle Längen in fm, Stärken in MeV.)

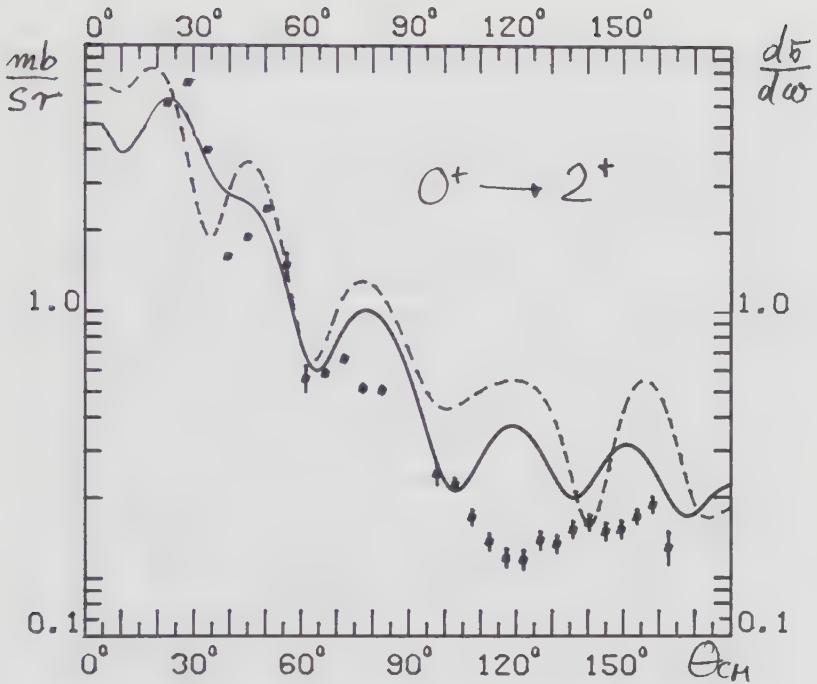


Fig. 15. DWBA-Rechnung zur inelastischen ${}^3\text{He}$ -Streuung. Die durchgezogene Kurve ist mit Potential Nr. 2 aus Tab. 1 berechnet. Zum Vergleich ist gestrichelt eine Rechnung mit Potential 1, die eine falsche Phasenlage ergibt, eingezeichnet.

Streuung von	Analyse	Deformationsparameter
17.5 MeV p	DWBA	0.52
26 MeV d	CC	0.42
10 MeV d	DWBA	0.45
104 MeV ${}^4\text{He}$	CC	0.39
15.0 MeV ${}^3\text{He}$	DWBA	0.37 (diese Arbeit)
42 MeV ${}^4\text{He}$	DWBA	0.35

Tab. 2. Vergleich verschiedener aus inelastischer Streuung ermittelter Deformationsparameter. (Zum Teil nach Zit. 9)

5.2 DWBA-Rechnungen zur inelastischen ^3He -Streuung

Die inelastische ^3He -Streuung zum ersten angeregten Zustand in ^{24}Mg wurde zunächst in DWBA analysiert. Bei der Berechnung der entsprechenden inelastischen d-Streuung (Zit. 9) hatte das optische Potential für den Ausgangskanal unabhängig von dem des Eingangskanals angepaßt werden müssen, damit die gemessenen Winkelverteilungen wiedergegeben werden konnten. Im CC-Rotatormodell ist ein solches Vorgehen nicht sinnvoll. Im Hinblick auf die später durchgeführten CC-Analysen der ^3He -Streuung wurden deshalb in der DWBA-Rechnung nur voll konsistente Potentiale verwendet: Für Eingangs-, Ausgangskanal wie auch zur Bildung des Formfaktors wurde ein einheitliches Potential der elastischen Streuung benutzt. Die Übereinstimmung von DWBA-Rechnung mit sechs OM-Parametern und Experiment ist daher naturgemäß nicht so gut wie es bei freier Wahl von bis zu achtzehn Parametern möglich wäre.

Fig. 15 zeigt den Vergleich einer DWBA-Rechnung mit den Meßpunkten. Das OM-Potential ist Nr. 2 aus Tab. 1. Die Anpassung der Absoluthöhe des DWBA-Wirkungsquerschnittes an die experimentellen Daten ergab für den Deformationsparameter von ^{24}Mg :

$$|\beta| = 0.37$$

In Tab. 2 ist dieser Wert mit anders gewonnenen verglichen, die in Tab. II von Zit. 9 angeführt sind. Der hier ermittelte β -Parameter paßt damit auch zu der in Zit. 9 ausgesprochenen Vermutung, daß die gemessene Deformation von der Eindringtiefe der Streuteilchen in den Targetkern abhängt.

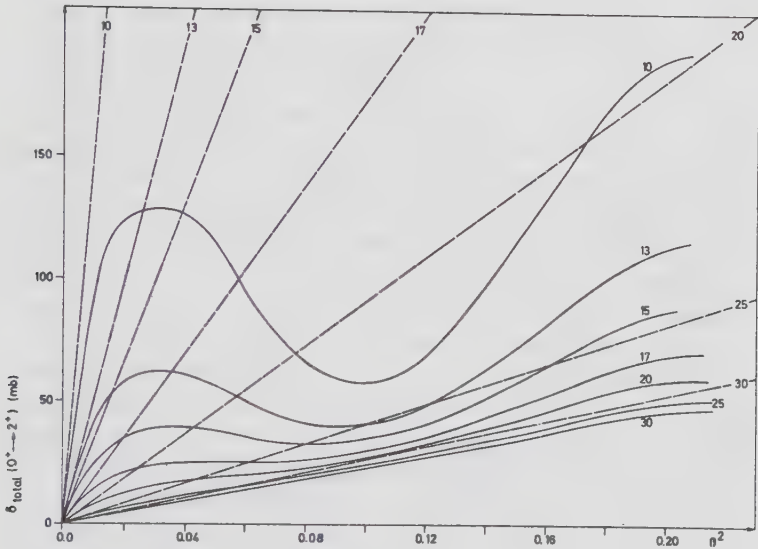


Fig. 16. Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts für den Übergang $0^+ - 2^+$ in Abhängigkeit vom Quadrat des Deformationsparameters. Die geraden, gestrichelten Linien geben den Zusammenhang für DWBA-Rechnungen, die geschwungenen, durchgezogenen Kurven den für CC-Rechnungen wieder. Die an den Kurven stehenden Zahlen geben den verwendeten Imaginärteil des optischen Potentials an, die sonstigen Potentialparameter waren wie bei Potential Nr. 1 in Tab. 1.

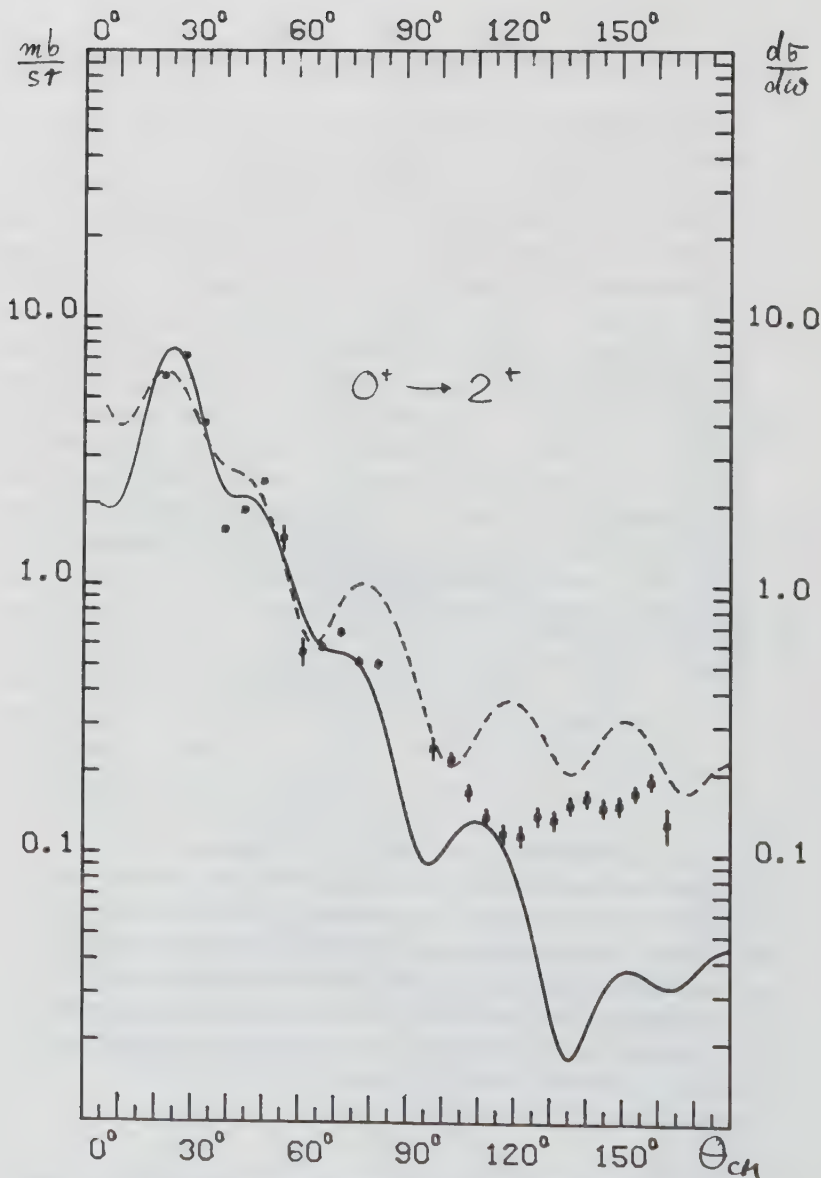


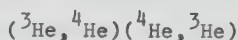
Fig. 17. CC-Wirkungsquerschnitt für den Übergang $0^+ \rightarrow 2^+$. Hervorzuheben ist die gute phasenmäßige Übereinstimmung mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt bei Vorwärtswinkeln. Bei Rückwärtswinkeln fällt der CC-Querschnitt zu stark ab. Zum Vergleich ist gestrichelt die DWBA-Rechnung zum gleichen Potential aus Fig. 15 mit eingezeichnet. (Die DWBA war mit $\beta = 0.37$ angepaßt, die CC-Kurve ist mit $\beta = 0.40$ berechnet.)

5.3 CC-Rechnungen zur inelastischen ^3He -Streuung

Man erwartet bei einem so stark deformierten Kern wie ^{24}Mg , daß die Ankopplung von angeregten Rotationen sich durch "Entvölkerung" des elastischen Kanals, d.h. durch Rückwirkung des inelastischen Kanals auf den elastischen bemerkbar macht. Daher sollte statt der DWBA, die ja voraussetzt, daß alle Kanäle außer der elastischen Streuung schwach sind, die CC-Theorie die adäquate Beschreibung bieten. Gegenüber der DWBA steigt in der CC-Theorie der inelastische Wirkungsquerschnitt nicht mehr quadratisch mit der Deformation an. Man erwartet vielmehr eine Sättigung, weil die Entvölkerung des elastischen Kanals voll berücksichtigt wird. Der Imaginärteil des optischen Potentials simuliert durch Absorption von einfallenden Teilchen für den elastischen Kanal u.a. auch die inelastischen Streukanäle. Er muß daher reduziert oder ganz neu angepaßt werden, wenn die Ankopplung eines starken inelastischen Kanals explizit mitgenommen wird. Für verschiedene Imaginärteile des OM ist in Fig. 16 die Abhängigkeit des totalen inelastischen Streuquerschnitts von dem Quadrat des Deformationsparameters β aufgezeichnet. Die geraden Linien gehören zu DWBA-Rechnungen. Man sieht, daß der CC-Wirkungsquerschnitt bei gleichem Potential gegenüber dem DWBA-Wert zurückbleibt; wie weit, das hängt stark vom Imaginärpotential ab. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit steigendem β^2 ist komplizierter als ein "Ansteigen mit Sättigung" und hängt ebenfalls stark vom Imaginärteil des OM ab.

In Fig. 17 ist das Ergebnis einer CC-Rechnung für inelastische ^3He -Streuung zum ersten angeregten Zustand in ^{24}Mg mit den experimentellen Daten verglichen. Das verwendete Potential ist Nr. 2 aus Tab. 1.

Die CC-Rechnung gibt die inelastische Streuverteilung bei Vorwärtswinkeln etwas besser wieder als die DWBA. Die experimentellen Daten unter Rückwärtswinkeln werden von beiden Methoden nicht reproduziert. Man hätte von der CC-Analyse ein gegenüber der DWBA deutlich besseres Resultat erwartet. Eine Erklärung für das unbefriedigende Ergebnis der CC-Rechnung könnte es sein, wenn nicht der inelastische Streukanal der nach der elastischen Streuung nächst starke Kanal ist, sondern wenn Mehrstufentransferprozesse so stark sind, daß sie die Streukanäle beeinflussen. In Frage kämen Prozesse der Art:



Der Ablauf über einen Deuteronenkanal (${}^3\text{He}, d)(d, {}^3\text{He})$ ist nicht wahrscheinlich: Sonst ließe sich vermutlich die (${}^3\text{He}, d$)-Reaktion nicht so gut in Born'scher Näherung beschreiben. Wenn man der Wechselwirkung zwischen Streu- und Transferkanälen Rechnung tragen will, muß man die vollen CRC-Gleichungen (Abschnitt 4.4) lösen. Mit den in Erlangen zur Zeit zur Verfügung stehenden Rechenmöglichkeiten kann das allerdings nicht geschehen. Bei den im folgenden behandelten Untersuchungen zu Transferreaktionen werden die Transferkanäle nur in erster Näherung berücksichtigt. Für die (${}^3\text{He}, d$)-Reaktion scheint dieses Verfahren berechtigt zu sein, da diese Reaktion durch DWBA und CCBA gut beschrieben wird. Die Wirkungsquerschnitte der (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$)-Reaktion werden mit diesen Näherungsmethoden schlechter wiedergegeben. Das kann an der starken Kopplung zwischen ${}^3\text{He}$ - und ${}^4\text{He}$ -Kanälen, aber auch an Compoundkernbildung liegen.

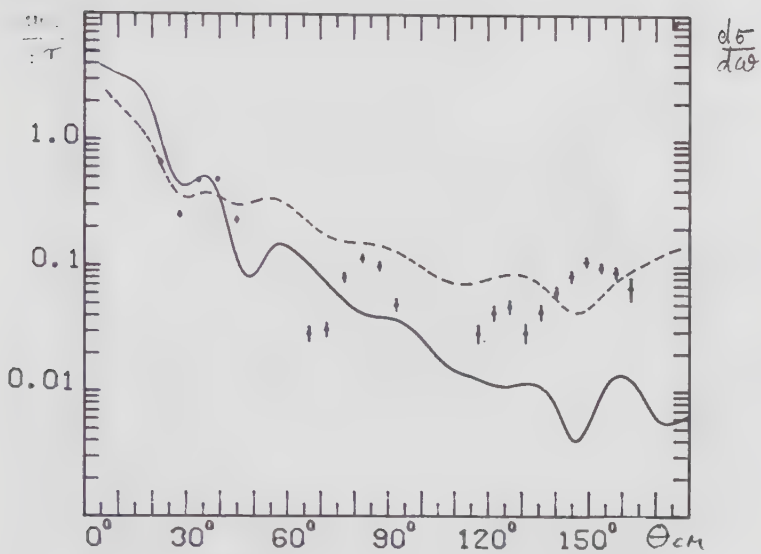


Fig. 18a. DWBA-Rechnungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$.
Die gebrochene Kurve gehört zu Potential Nr. 3.
die durchgezogene zu Potential Nr. 1 aus Tab. 1.

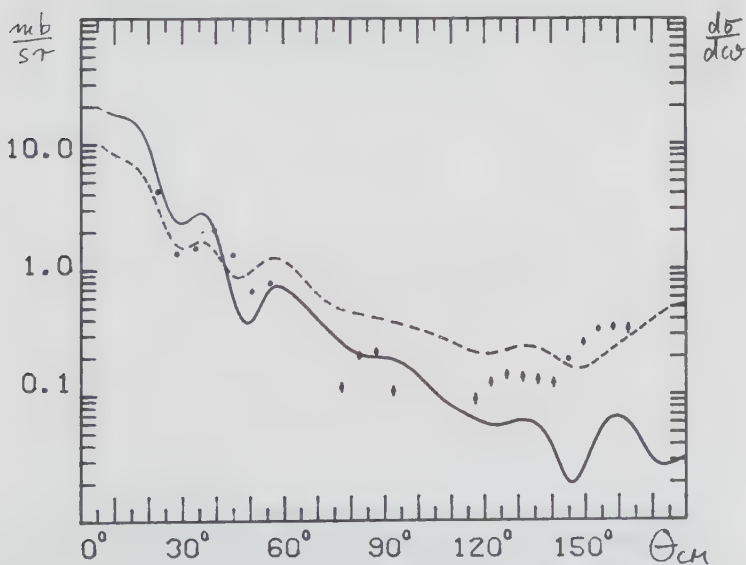


Fig. 18b. DWBA-Rechnungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He}_1)^{23}\text{Mg}$.
(Vgl. 18a)

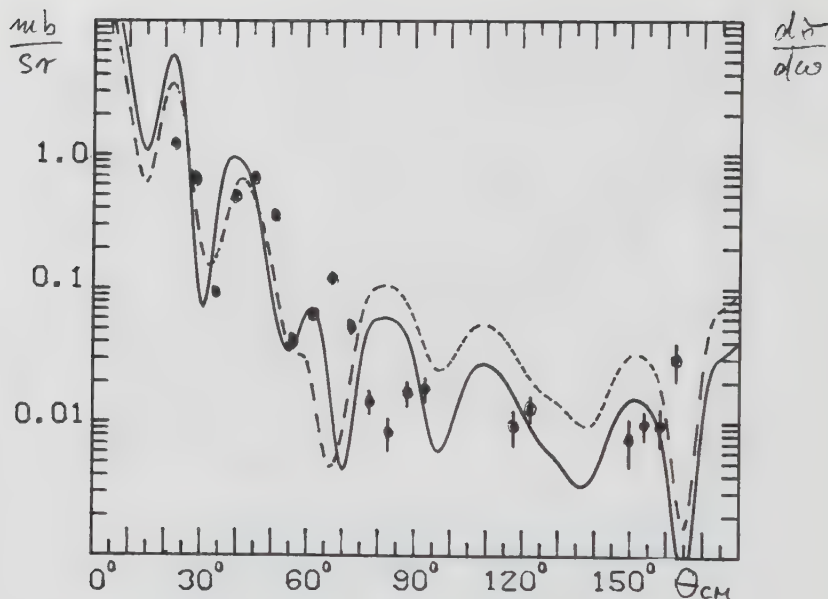


Fig. 18c. DWBA-Rechnungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$.
(Alle Rechnungen in Fig. 18 sind ohne Optimierung
von Parametern mit den im Text erwähnten Potentialen
gemacht. Etwas bessere Übereinstimmung zwischen
DWBA-Rechnungen und Experiment wurde in Zit. 7 er-
reicht.)

"Bound States":

U	RU	AU	USO	RUSO	AUSO
70.92	1.30	0.75	7.0	1.30	0.75

Alpha-Kanal:

U	RU	AU	WV	RWV	AWV
163.0	1.52	0.50	18.0	1.52	0.50

Tab. 3. Potentiale für das übertragene Neutron und
den Alpha-Kanal der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$.
(Alpha-Potentiale nach Zit.38. Alle Längen in fm,
alle Stärken in MeV)

5.4 DWBA-Analysen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$

Im Rahmen einer Untersuchung mehrerer sd-Schalenkerne (Zit. 7) ist die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$ bei 15 MeV gemessen und mit DWBA analysiert worden. Der Vollständigkeit halber sollen hier dennoch DWBA-Rechnungen zu einigen Übergängen in ^{23}Mg gezeigt werden (Fig. 18). Tab. 3 gibt die Potentiale für den Alpha-Kanal und für die Einteilchenwellenfunktion des "aufgepickten" Neutrons an. Die ^3He -Potentiale waren Nr. 1 und 3 aus Tab. 1. ^{23}Mg wird im allgemeinen als Rotationskern mit einer $K=3/2$ - und einer $K=1/2$ -Rotationsbande angesehen und wäre deshalb auch ein Anwärter für eine CCBA-Analyse; insbesondere auch wegen des "verbotenen" Übergangs zum zweiten angeregten Zustand. Da die beiden Banden wegen $\Delta K = 1$ "gemischt" sind, und das im Rahmen dieser Arbeit verwendete adiabatische Rotationsmodell darauf keine Rücksicht nimmt, wurden weitere Analysen zu $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ hier nicht durchgeführt. In Tab. 4 sind die spektroskopischen Faktoren aus der DWBA-Analyse dieser Arbeit denen aus Zit. 7 gegenübergestellt. Sie sind indes mit Vorbehalt zu betrachten, da die Wiedergabe des Verlaufs der Wirkungsquerschnitte nicht gut ist.

Alpha-Gruppe	J	L	diese Arbeit	Mittel	Zitat 7
$^4\text{He}_0$	3/2+	2	0.55 - 3.0	1.77	1.6
$^4\text{He}_1$	5/2+	2	1.8 - 9.0	5.4	7.8
$^4\text{He}_3$	1/2+	0	0.10 - 0.38	0.24	0.57

Tab. 4. Spektroskopische Faktoren zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{23}\text{Mg}$. Da die berechneten Winkelverteilungen nicht gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen, sind jeweils zwei "Grenzwerte" für S und deren Mittelwert angegeben. Die Mittelwerte stimmen in etwa mit den in Zit. 7 aus je einer etwas besseren Rechnung extrahierten Werten überein.

^3He -Kanal (wie Potential Nr. 1 in Tab.1) :

U	RU	AU	WV	RWV	AWV
144.06	1.55	0.55	25.9	1.20	1.40

d-Kanal :

U	RU	AU	WD	RWD	AWD
123.74	1.19	0.737	39.55	1.465	0.514

"Bound State" :

U	RU	AU	USO	RUSO	AUSO
-	1.30	0.75	7.0	1.30	0.75

Tab. 5. Potentiale, die für die ($^3\text{He}, d$)-Analysen dieser Arbeit verwendet wurden. Für den "Bound State" wurde die Tiefe jeweils angepaßt, wie im Text beschrieben. Verwendung anderer Potentiale für die offenen Kanäle, die - wie die hier verwendeten - die elastische Streuung von ^3He an ^{24}Mg und d an $^{25}\text{Mg}(!)$ beschreiben, hatte praktisch keinen Einfluß auf die DWBA-Winkelverteilungen.

5.5 DWBA-Modellrechnungen zu $^{24}\text{Mg}({}^3\text{He},d){}^{25}\text{Al}$

Für die "Distorting Potentials" wurden OMe für ${}^3\text{He}$ - und d-Streuung an ^{24}Mg und ^{25}Mg zugrunde gelegt. Die Formfaktoren wurden als Einteilchenwellenfunktionen in einem sphärischen Saxon-Wood-Potential berechnet und anschließend auf "Finite-Range" korrigiert (vgl. Abschnitt 4.2). Die verwendeten Potentialparameter sind in Tab. 5 aufgeführt. Die Tiefe des Potentials für das übertragene Teilchen wird normalerweise so gewählt, daß die Bindungsenergie des übertragenen Teilchens gleich seiner Separationsenergie wird. Das ist nach der diesbezüglichen Überlegung aus Abschnitt 4.5 nicht ganz richtig. Man denkt bei der "Separationsenergie-Näherung" jedoch auch nicht an ein kollektives u-g-Kernmodell sondern an das Schalenmodell. Die Separationsenergienäherung ist bei ^{25}Al nur für die ersten fünf Zustände anwendbar, da darüber die Separationsenergie eines Protons negativ wird. Beim Spiegelkern ^{25}Mg ist dagegen die Separationsenergie des letzten Neutrons so groß, daß die untersten Zustände "echt" gebunden sind. Bei den DWBA-Rechnungen, über die hier zu berichten ist, wurden die Formfaktoren auf dreierlei Weise konstruiert:

1. Es wurden für das übertragene Proton in ^{25}Al die Neutron-Formfaktoren von ^{25}Mg benutzt.
2. Die Bindungsenergie wurde auf den Coulombwall bezogen, der noch oberhalb des neunten angeregten Zustands liegt. Konsequenterweise wurde dann das Coulombpotential für das gebundene Proton weglassen.
3. Es wurde die übliche Separationsenergienäherung verwendet.

Die Winkelverteilungen unterscheiden sich für die drei Formfaktoren jeweils nur geringfügig. Die Normierung

führt jedoch für jede Winkelverteilung zu drei verschiedenen spektroskopischen Faktoren. (Es sei darauf hingewiesen, daß das Konzept der "asymptotischen" spektroskopischen Faktoren im Gegensatz zu Zit. 2 hier nicht anwendbar ist. Dabei setzt man spektroskopische Faktoren ins Verhältnis zum Quadrat des Formfaktors am Kernrand, wo die Hauptbeiträge zu dem T_{DWBA} -Integral herkommen. Man stellt nämlich fest, daß bei gleicher Bindungsenergie aber verschiedenen Einteilchenpotentialen etwa ab dem Kernrand nach außen zu die Formfaktoren sich nur um konstante Faktoren unterscheiden und deshalb bis auf Faktoren auch dieselben T_{DWBA} ergeben. Da bei den hier besprochenen Formfaktoren die Bindungsenergien jeweils verschieden sind, kann das Verfahren nicht benutzt werden.) Setzt man die drei verschiedenen spektroskopischen Faktoren ins Verhältnis zu einander, so stellt man fest, daß dieses für gegebenen l-Transfer ungefähr konstant ist. Man kann also auch aus den spektroskopischen Faktoren, die man mit Formfaktoren nach 1. und 2. erhält, denjenigen abschätzen, den man in Separationsenergienäherung findet. Für die Wirkungsquerschnitte der Deuteronengruppen d_5 , d_8 und d_9 , wo nur die Möglichkeiten nach 1. und 2. bestehen, konnten so extrapolierte spektroskopische Faktoren angegeben werden.

Im Prinzip könnten als Formfaktoren in der DWBA-Rechnung auch Wellenfunktionen ungebundener Zustände verwendet werden. Praktisch tritt dann aber die Schwierigkeit auf, daß die Radialintegrale in T_{DWBA} nicht konvergieren, daß Randbedingungen für den ungebundenen Zustand nicht angegeben werden können und daß die Normierung des Formfaktors, und damit der spektroskopische Faktor, nicht festgelegt werden kann. Das hier benutzte Verfahren scheint ein einfacher, wenn auch provisorischer Ausweg zu sein. Eine konsistente Theorie der Stripping-Reaktion zu ungebundenen Endkernzuständen ist in Zit. 36 entwickelt.

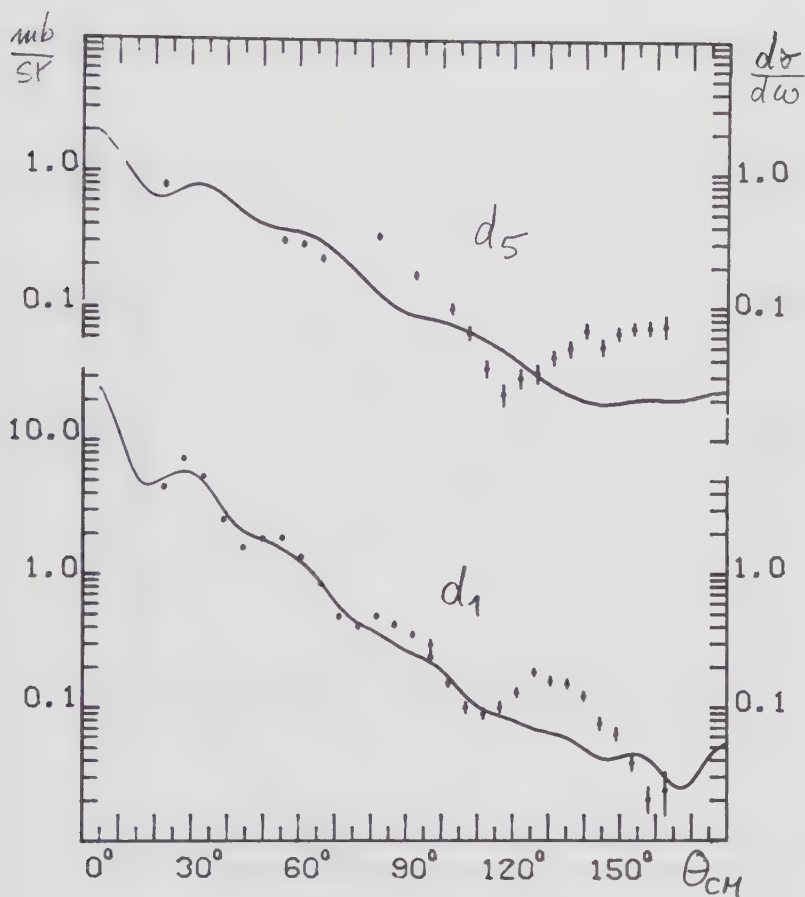


Fig. 20. DWBA-Rechnungen zu den $l=0$ -Übergängen der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}$. Für die Deuteronengruppe d_1 ist die Übereinstimmung mit dem Experiment bis 120° gut.

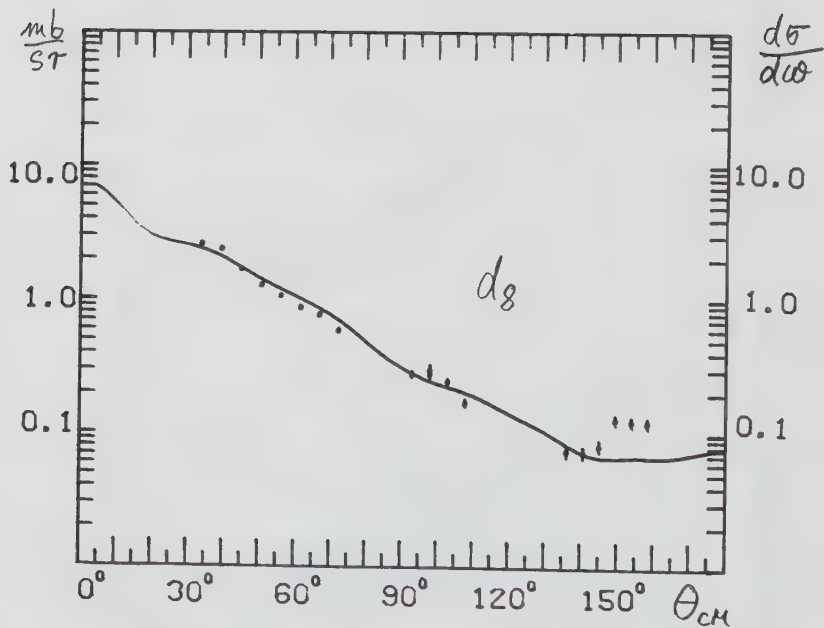


Fig. 21. DWBA-Rechnung zum $l=1$ -Übergang, der zur Deuteronengruppe d_8 der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ gehört. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist bis zu Rückwärtswinkeln gut.

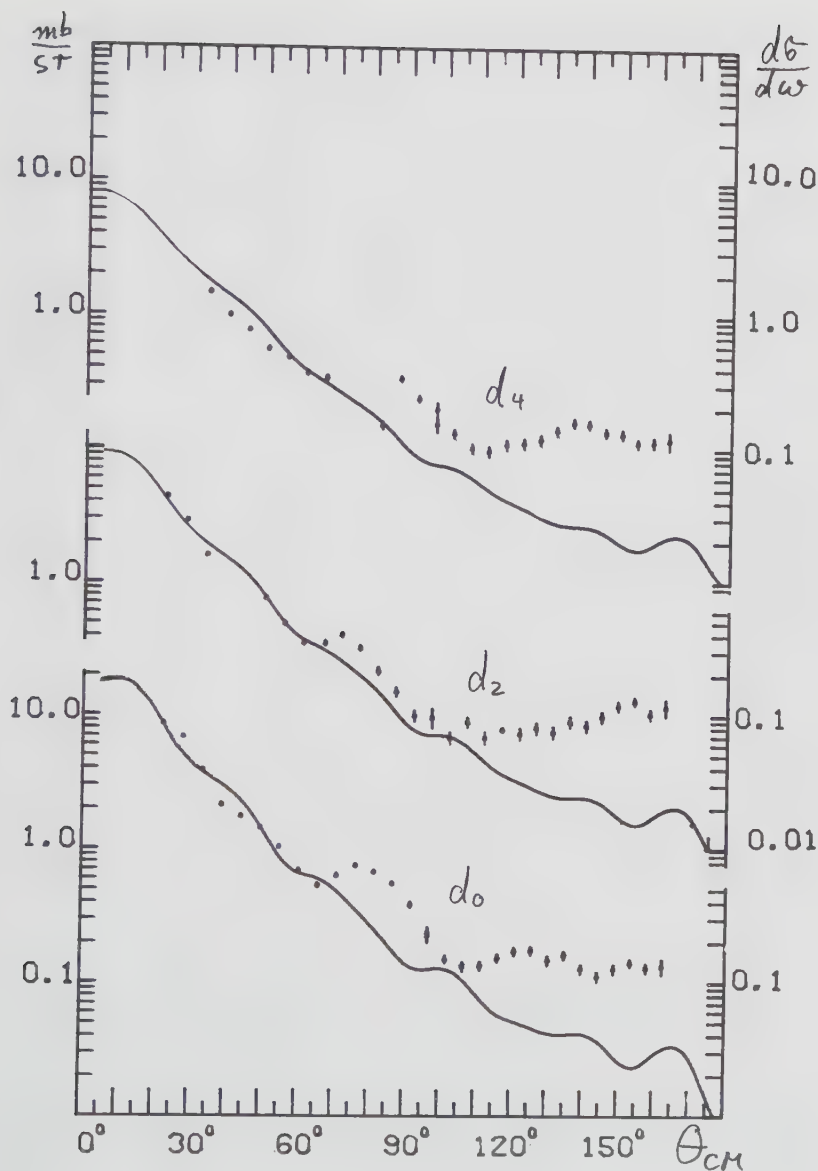


Fig. 22. DWBA-Rechnungen zu den $l=2$ -Übergängen der Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$. Die Übereinstimmung mit den Experimentellen Wirkungsquerschnitten ist bei Vorwärtswinkeln gut. Für Rückwärtswinkel liegt die Rechnung durchweg zu tief.

d-Gruppe	J	L	$^{24}\text{Mg}(\text{}^3\text{He}, \text{d})^{25}\text{Al}$	Def. Saxon-Woods	Nilsson-Modell	$^{24}\text{Mg}(\text{d}, \text{p})^{25}\text{Mg}$
d_0	5/2+	2	0.81	0.99	1.00	0.72
d_1	1/2+	0	0.39	0.40	0.13	0.55
d_2	3/2+	2	0.38	0.40	0.58	0.49
d_4	5/2+	2	(0.20)	0.25	0.30	0.25
d_5	1/2+	0	(0.06)	0.55	0.56	0.14
d_8	3/2-	1	(0.20)	-	0.10	-

Tab. 6. Vergleich der spektroskopischen Faktoren für die verschiedenen Endzustände in ^{25}Al . Die erste Spalte gibt die analysierte Deuteronen-Gruppe, die zweite Spin und Parität des Endzustands, die dritte den Bahndrehimpuls des übertragenden Protons an. Die "experimentellen" spekt. Faktoren dieser Arbeit sind verglichen mit Werten aus Fig. 10 und Fig. 11, wobei ein β -Wert von 0.35 zugrundegelegt war, außerdem mit den entsprechenden Werten aus Zit. 2.

In den Fig. 20, 21, 22 werden - nach Drehimpulsüberträgen von $l=0,1,2$ geordnet - die DWBA-Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Daten verglichen. Mit wachsendem Drehimpulsübertrag wird die Übereinstimmung von Rückwärtswinkeln her schlechter, doch kann man im Rahmen der DWBA noch von guter Übereinstimmung sprechen. In Tab. 6 sind die spektroskopischen Faktoren im Vergleich mit denen, die sich aus dem Nilsson-Modell und aus Abschnitt 4.5 ergeben, aufgeführt. Zum weiteren Vergleich sind auch die spektroskopischen Faktoren der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ angeführt.

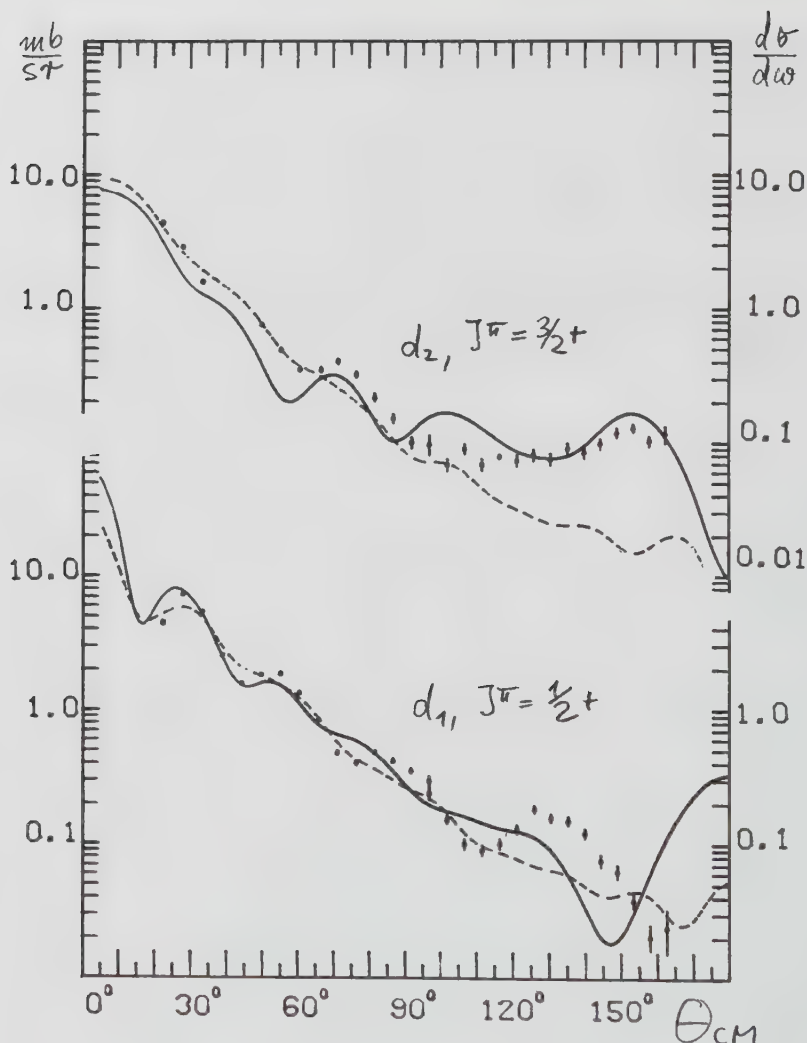


Fig. 23a. CCBA-Rechnungen zum $1/2^+$ und $3/2^+$ -Zustand der $K=1/2$ -Rotationsbande in ^{25}Al . Die Struktur wird im ganzen besser wiedergegeben als bei den DWBA-Rechnungen aus Abschnitt 5.5, die hier noch einmal (gestrichelt) mit eingezeichnet sind. Die CCBA-Wirkungsquerschnitte sind im Absolutwert den experimentellen Werten angepaßt.

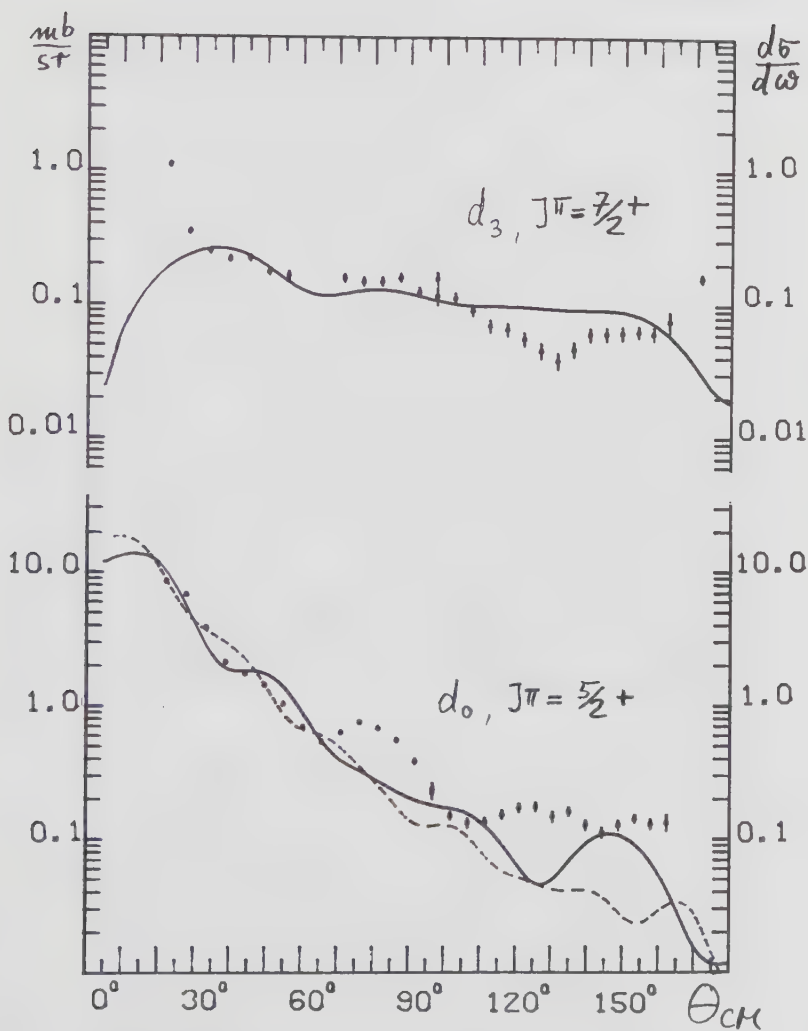


Fig. 23b. CCBA-Rechnungen zum $5/2^+$ und $7/2^+$ -Zustand der Grundzustandsrotationsbande in ^{25}Al . Der Übergang zum $7/2^+$ -Zustand ist direkt "verboten". Die CCBA-Rechnungen sind ohne Parameteroptimierung mit den Potentialen aus Tab. 7 durchgeführt.

5.6 CCBA-Untersuchungen zu $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$

Die Reaktion $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ sollte sich gut für Rechnungen nach der CCBA-Methode eignen:

Target- und Endkern sind stark deformierte Rotationskerne. Daher werden inelastische Prozesse vor und nach dem Proton-Transfer eine Rolle spielen; und zwar vor allem bei den $l=4$ -Überträgen zum dritten und achten angeregten Zustand in ^{25}Al ; vielleicht aber auch bei anderen Übergängen, die direkt ablaufen können. Andererseits zeigt der gute Erfolg der DWBA-Rechnungen, daß der Einteilchentransfer selbst schon in erster Ordnung gut beschrieben wird.

Eine Bandenmischung tritt zwischen der Grundzustandsbande zu $K=5/2$ und den beiden $K=1/2$ -Banden nicht auf. Die starke Deformation legt außerdem das Modell der starken Kopplung, d.h. das Modell des adiabatischen Rotators nahe.

Bei den Rechnungen wurden für den Eingangskanal die Zustände $0^+ - 2^+ - 4^+$ angekoppelt. Die Potentialparameter sind in Tab. 7 angegeben.

In anschließenden CCBA-Analysen wurden zunächst die Übergänge zu der niedrig liegenden $1/2^+$ -Bande berechnet, von der angenommen wurde, daß sie sich auf dem $1/2^+ [211]$ -Zustand aufbaut. Die Ergebnisse zeigt Fig. 23a.

Danach wurden die Übergänge zur $5/2^+$ -Grundzustandsbande für den $5/2^+$ und den $7/2^+$ -Zustand berechnet, was einen wesentlich höheren Aufwand bedeutet⁺⁺⁾. Diese Ergebnisse zeigt Fig. 23b.

Eine Rechnung für die $1/2^+$ -Bande, die auch noch den $5/2^+$ -Zustand mit umfasste, konnte nicht durchgeführt werden, da sie überlange Rechenzeit erfordert hätte. Eine Rechnung für den $9/2^+$ -Zustand konnte selbst in der vereinfachten Kopplung $5/2^+ - 9/2^+$ nicht durchgeführt werden, da der adressierbare Speicherplatz der CD 3300 nicht ausreicht.

++) Anmerkung auf der nächsten Seite

³He-Kanal (wie Nr. 1 in Tab. 1 , jedoch einmal WV, einmal WD)

	U	RU	AU	WV	RWV	AWV	β
1	144.06	1.55	0.55	15.0 ⁺)	1.20	1.40	0.45

	U	RU	AU	WD	RWD	AWD	β
2	144.06	1.55	0.55	15.0	1.20	1.40	0.35

d-Kanal (wie bei den DWBA-Analysen) :

	U	RU	AU	WD	RWD	AWD	β
	123.74	1.19	0.737	39.55	1.465	0.514	0.45

Tab. 7. Potentialparameter, die für die CCBA-Analysen verwendet wurden. In diesem Abschnitt werden Ergebnisse gezeigt, die mit dem ³He-Potential 2 dieser Tabelle erhalten wurden. Dieses Potential gibt die ³He-Streuung nicht wieder, liefert aber bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten. Potential 1 wurde bei den Rechnungen im nächsten Abschnitt verwendet.

⁺) Gegenüber Tab. 1 ist dieser Wert gemäß Fig. 16 vermindert worden.

$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$
1.3	1.9	0.98	10.67

Tab. 9. Anpassungsfaktoren der CCBA-Wirkungsquerschnitte ans Experiment (vgl. Text). Der überraschend große Wert für den $7/2^+$ -Zustand ist noch nicht verstanden.

⁺⁺) Anmerkung zur vorigen Seite: Die Rechenzeit steigt sehr stark mit den beteiligten Drehimpulsen an. Während die CCBA-Rechnung für die $1/2^+$ - $3/2^+$ -Bande auf der (vollbelegten!) CD 3300 etwa 35 Minuten dauert, braucht eine

Die spektroskopischen Amplituden, die die einzelnen Übergänge zwischen Target- und Endkern beschreiben, berechnen sich wie folgt:

$$A(I_j) = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{2I_2+1}{2I_1+1}} \cdot (I_2, K_2, j, \Omega | I_1, K_1) \cdot C_{nlj}(\Omega) \cdot \text{Phase}$$

Dabei ist der leichtere Kern "A" im Drehimpulszustand I_2 der K_2 -Rotationsbande,

der schwerere Kern "A+1" im Drehimpulszustand I_1 der K_1 -Bande.

Der Faktor $\sqrt{2}$ tritt nur auf, wenn K_1 oder K_2 null ist.

Die Phase hängt nur von I_1 und I_2 ab.

Die $C_{nlj}(\Omega)$ sind die mit TIP-TOP berechneten Entwicklungskoeffizienten der Einteilchenwellenfunktion.

(Die Nilsson-Koeffizienten wären mit i^l zu multiplizieren.)

Für die Phase gilt:

$$\text{Phase} = i^{f(I_1)-f(I_2)} - 0.5$$

mit $f(I) = I$ für $I = 0, 2, 4, 6, \dots$ und $1/2, 5/2, 9/2, \dots$
 $= I+1$ für $I = 1, 3, 5, 7, \dots$ und $3/2, 7/2, \dots$

Anmerkung zu Tabelle 8 : Rezept zur Berechnung der in INCH2 einzulesenden spektroskopischen Amplituden.

Anf.	End.	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$
0^+	$1/2^+$	0.0	0.53	0.0
2^+	$1/2^+$	-.49	0.0	-.69
4^+	$1/2^+$	0.0	0.0	0.0
0^+	$3/2^+$	0.0	0.0	-.488
2^+	$3/2^+$	.186	-.53	-.488
4^+	$3/2^+$	454	0.0	0.0

Tab. 8a. Spektroskopische Amplituden zur Berechnung des Quellterms für $0^+ - 2^+ - 4^+$ -Kopplung im Eingangskanal und $1/2^+ - 3/2^+$ -Kopplung im Ausgangskanal. Alle Übergänge, die eine Null enthalten sind verboten. Zu Testzwecken können zusätzliche Amplituden null gesetzt, das heißt, die entsprechenden Übergänge gesperrt werden (vgl. nächster Abschnitt).

Anf.	End.	$1d_{5/2}$
0^+	$5/2^+$	-.408
2^+	$5/2^+$	.545
4^+	$5/2^+$	-.189
0^+	$7/2^+$	0.0
2^+	$7/2^+$	.545
4^+	$7/2^+$	-.441

Tab. 8b. Spektroskopische Amplituden zur Berechnung des Quellterms für $5/2 - 7/2$ -Kopplung im Ausgangskanal.

Spektroskopische Faktoren können bei der CCBA-Methode nicht wie in der DWBA durch Anpassung reduzierter Wirkungsquerschnitte an experimentelle Daten aus der Analyse gewonnen werden. Vielmehr müssen sie dem Programm in Form von spektroskopischen Amplituden zum Aufbau der Quellterme eingegeben werden. Die hier verwendeten spektroskopischen Amplituden sind in Tab. 2 angegeben. Dort ist auch erläutert, wie sie sich aus den Entwicklungskoeffizienten $C_{nlj}^{(2)}$ der Einteilchenwellenfunktion errechnen. Abweichungen in der Absoluthöhe der CCBA-Wirkungsquerschnitte weisen darauf hin, daß die eingegebenen spektroskopischen Amplituden für den Endkern noch nicht optimal sind. Bei deren Berechnung bleibt immer noch ein gewisser Spielraum in der Wahl des Potentials für den Einteilchenzustand frei (was ja nicht bedeutet, daß das zugrunde gelegte u-g-Kernmodell inadäquat ist!) Da die Absicht dieser Arbeit nicht ist, diesen verbliebenen Parameterspielraum einzuschränken, wurden die CCBA-Wirkungsquerschnitte im Absolutwert an die experimentellen Daten angepaßt. Die Anpassungsfaktoren, die dem Verhältnis von "experimentellen" zu theoretischen spektroskopischen Faktoren in der DWBA entsprechen, sind in Tab. 9 aufgelistet.

Betrachtet man Fig. 23, so stellt man fest, daß die Übereinstimmung der theoretischen Winkelverteilungen mit dem Experiment recht gut ist; zumal wenn man bedenkt, daß es sich um Rechnungen ohne Optimierung von Parametern handelt, da regelrechte "Fits" aus Rechenzeitgründen nicht möglich sind.

5.7 Verschiedene Beiträge zur Endkernanregung

In der "Quelltermmethode" kann man die Beiträge der verschiedenen Übergänge zwischen den Target- und Endkernzuständen dadurch abschätzen, daß man Rechnungen durchführt, in denen jeweils nur ein Übergang zugelassen ist. Solche Rechnungen wurden für $0^+ \rightarrow 2^+$ -Kopplung im Eingangskanal (${}^3\text{He} + {}^{24}\text{Mg}$) zur $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ - und $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ -Rotationsbande im Ausgangskanal ($d + {}^{25}\text{Al}$) durchgeführt. Die Fig. 24, 25 geben die Ergebnisse solcher Rechnungen wieder. Sinnbildhaft ist dort mit angegeben welche Transferübergänge jeweils zugelassen waren.

Betrachtet man etwa die Wirkungsquerschnitte der Deuteronen vom $1/2^+$ -Zustand an ${}^{25}\text{Al}$ (Fig. 24a), so stellt man fest, daß hier ein typischer DWBA-Übergang vorliegt: Die indirekten Wege tragen um zwei Größenordnungen weniger bei als der direkte Übergang $0^+ \rightarrow 1/2^+$, das Ergebnis der Rechnungen mit allen Übergängen unterscheidet sich nicht von der, die nur $0^+ \rightarrow 1/2^+$ erlaubt.

Etwas anders sind die Verhältnisse bei den Deuteronen vom $3/2^+$ -Zustand (Fig. 24b): Der direkte Übergang $0^+ \rightarrow 3/2^+$ bestimmt zwar hauptsächlich den Wirkungsquerschnitt für die volle CCBA; doch wird der Wirkungsquerschnitt bei Vorwärtswinkeln durch destruktive Interferenz mit den Übergängen $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 3/2^+$ und $0^+ \rightarrow 1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ schon um etwa 30% reduziert. Der Dreistufenprozess $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ spielt keine Rolle.

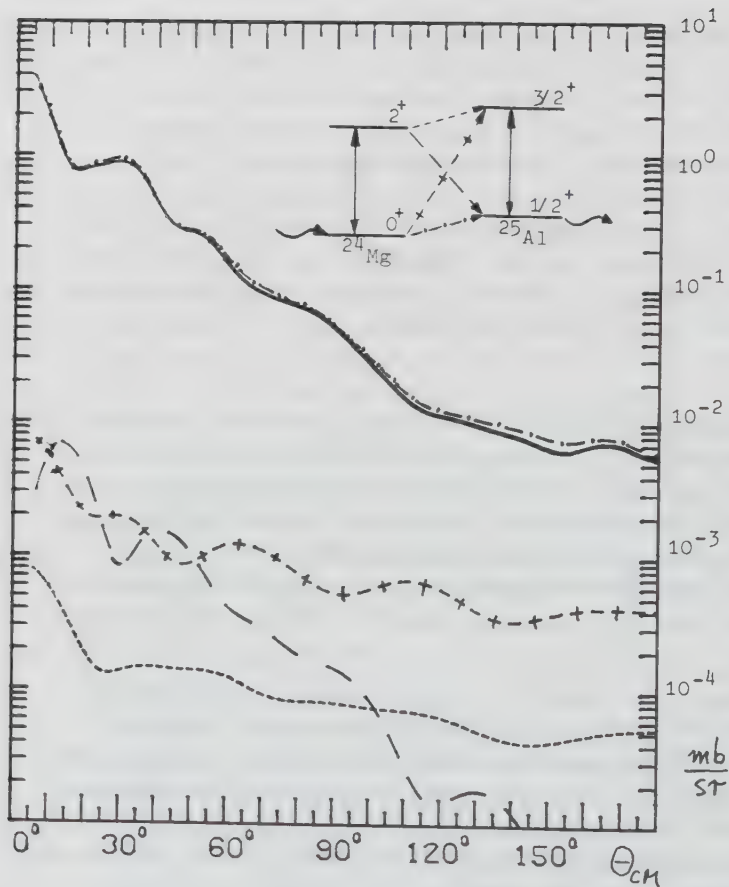


Fig. 24a. Verschiedene Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Deuteronen, die den Kern ^{25}Al im $1/2$ -Zustand der $K = 1/2$ Bande zurücklassen. Die ausgezogene Kurve gibt das Ergebnis einer vollen CCBA-Rechnung wieder. Die gebrochenen Kurven gehören zu Rechnungen, bei denen jeweils nur ein Transfer-Übergang zugelassen war.

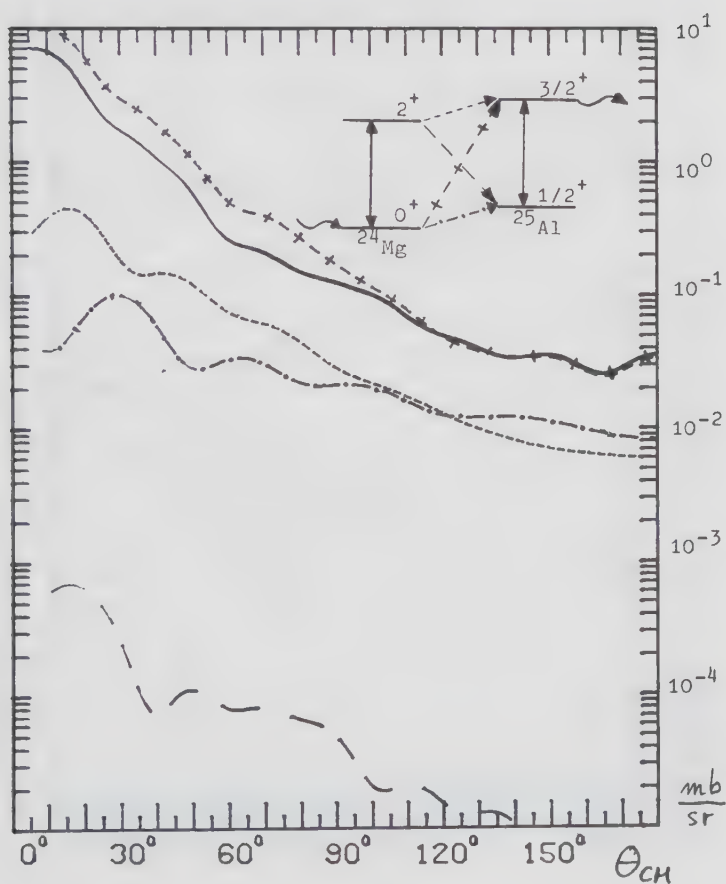


Fig. 24b. Verschiedene Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Deuteronen, die den Kern ^{25}Al im $3/2$ -Zustand der $K = 1/2$ -Bande zurücklassen. Die ausgezogene Kurve gibt das Ergebnis einer vollen CCBA-Rechnung wieder. Die gebrochenen Kurven gehören zu Rechnungen, bei denen jeweils nur ein Transfer-Übergang zugelassen war.

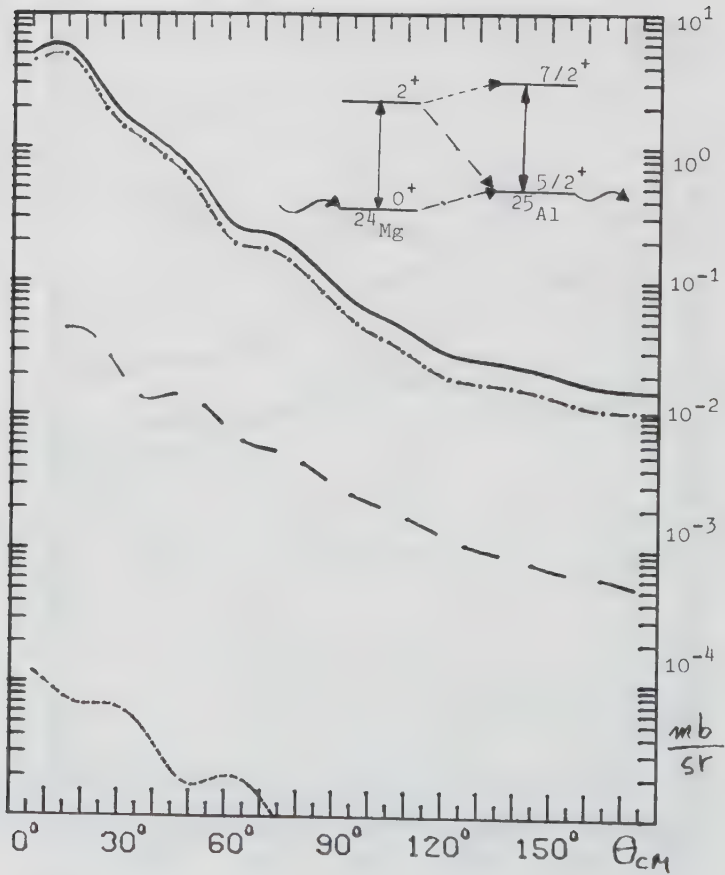


Fig. 25a. Verschiedene Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Deuteronen, die den Kern ^{25}Al im $5/2$ -Zustand der Grundzustandsrotationsbande zurücklassen. Die ausgezogene Linie gibt das Ergebnis einer vollen CCBA-Rechnung wieder. Die gebrochenen Linien gehören zu Rechnungen, bei denen jeweils nur ein Transfer-Übergang zugelassen war.

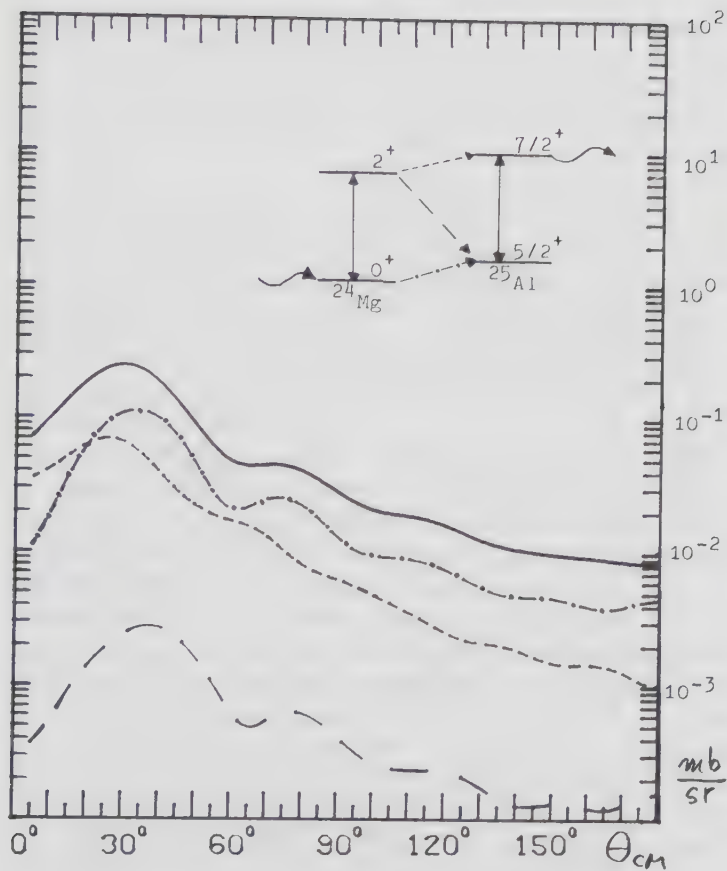


Fig. 256. Verschiedene Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Deuteronen, die den Kern ^{25}Al im $7/2$ -Zustand der Grundzustandsrotationsbande zurücklassen. Die ausgezogene Kurve gibt das Ergebnis einer vollen CCEA-Rechnung wieder. Die gebrochenen Kurven gehören zu Rechnungen, bei denen jeweils nur ein Transfer-Übergang zugelassen war.

Sieht man nun die Rechnungen in Fig. 25a an, so findet man, daß der direkte Übergang $0^+ \rightarrow 5/2^+$ den Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Deuteronen in der vollen CCBA-Rechnung schon genau wiedergibt. Der Zweistufenprozeß $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 5/2^+$ trägt aber im Absolutwert noch zu etwa 20% bei. Auch hier ist der Dreistufenprozeß sehr wenig beteiligt.

In Fig. 25b ist die Anregung des $7/2^+$ -Zustandes, die direkt "verboten" ist, dargestellt. Der Prozeß $0^+ \rightarrow 5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ überwiegt den anderen Zweistufenprozeß $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 7/2^+$ etwas. Beide interferieren konstruktiv zum vollständigen CCBA-Wirkungsquerschnitt, wobei der Dreistufenprozeß auch noch um eine Größenordnung zurückbleibt.

Alle diese Rechnungen sind mit dergleichen Deformation von $\beta = 0.45$ im Eingangs-, Ausgangskanal und für die Einteilchenwellenfunktion durchgeführt. Um den Einfluß der Deformation im Ausgangskanal zu testen, wurde für die $1/2$ -Bande eine Rechnung mit $\beta = 0.35$ im Ausgangskanal und für den Einteilchenzustand gemacht. Die Änderung der Deformation um etwa 20% bewirkt für den $1/2^+$ -Zustand eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts um 60% und für den $3/2^+$ -Zustand eine Erniedrigung um 10%. Die Form der Winkelverteilungen ändert sich nicht. Reduziert man die Deformation weiter auf $\beta = 0.15$, erhöht sich der $1/2^+$ -Wirkungsquerschnitt noch einmal auf das 2.2-fache ohne die Form zu ändern. Dagegen verformt sich die $3/2^+$ -Winkelverteilung, während ihre Absoluthöhe sich auf das bis zu 0.1-fache absenkt. Die Betrachtung der einzelnen Übergangs-Beiträge ergibt dabei zum Teil Erhöhung und zum Teil Erniedrigung, doch ist das komplizierte Zusammenspiel von schwächerer Kopplung zwischen $1/2$ und $3/2$ -Zustand und der gleichzeitig veränderten spektroskopischen Amplituden nicht einfach zu überblicken.

6. Schlußbemerkung

Im letzten Abschnitt gab es Fälle (Fig. 24b und 25a), wo die Form einer Winkelverteilung, gewonnen aus der vollständigen CCBA-Rechnung, durch einen einzelnen direkten Übergang bereits wiedergegeben, wo aber die Absoluthöhe des Wirkungsquerschnitts durch Mehrstufenprozesse noch verändert wurde. Man kann das (wieder einmal) zum Anlaß nehmen, die DWBA, die in so einem Fall die richtige Winkelverteilung, aber falsche spektroskopische Faktoren liefert, als spektroskopisches "Werkzeug" in Frage zu stellen. Doch sollte man nicht übersehen, daß die CCBA als ein solches spektroskopisches "Werkzeug" zumindest bei den hiesigen Rechenmöglichkeiten, nicht geeignet ist: Da man durch den Vergleich der Modellrechnung mit dem Experiment allenfalls ein Kernmodell in Form eines Satzes spektroskopischer Amplituden testen, aber nicht, wie bei der DWBA, spektroskopische Information explizit aus so einem Vergleich entnehmen kann. Die Lage ist insofern ähnlich beim OM: Erst die Rechnung zeigt, ob die Parameter für das Potential gut waren. Doch beim OM kann man wegen der kurzen Zeit, die eine OM-Rechnung erfordert, sogenannte Fits durchführen, was bei CCBA-Rechnungen kaum möglich ist.

Die Stärke der CCBA liegt somit nicht auf spektroskopischem Gebiet, sondern da, wo es gilt, für ein vorgegebenes spektroskopisches Modell die Ein- und Mehrstufenprozesse einer Reaktion in ihrem Zusammenspiel zu verstehen. Insofern stehen nicht DWBA- und CCBA-Methode gegeneinander, sondern sie ergänzen sich.

Theoretisch wäre es zwar sinnvoll, das umfassendste Modell zuerst anzuwenden und dann schrittweise die Näherungen zu machen, die "von oben" möglich erscheinen.

Praktisch muß eine "Analyse-taktik" jedoch gerade umgekehrt sein: Auf möglichst einfacher Modellstufe müssen die in die Modelle eingehenden Parameter schon weitgehend optimiert werden, damit die komplizierteren Modelle mit ihrem höheren Aufwand möglichst selten durchgerechnet werden müssen.

Der nächste Schritt in so einer Taktik, bezogen auf diese Arbeit, wäre die Durchführung von CRC-Analysen mit voller Berücksichtigung der Kopplung zwischen ^3He - und Alpha-Kanal, wodurch vielleicht die Schwierigkeiten sowohl bei der inelastischen ^3He -Streuung wie bei der ($^3\text{He}, ^4\text{He}$)-Reaktion behoben würden.

Ich danke Herrn Professor Dr.A.Hofmann, der diese Arbeit durch richtungsweisende Diskussionen und wertvolle Ratschläge gefördert hat. Er hat mir auch zu einem Aufenthalt am Nuclear Physics Laboratory, Oxford verholfen.

Für die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen danke ich den Mitgliedern der "Gruppe Hofmann", den Herren Dr. G.Philipp, Dr. K.Thomas, J.Neumeister, U.Scheib, B.Schneck, Dr. F.Vogler und W.Wühr.

Dr. P.E.Hodgson danke ich für die Gastfreundschaft und Unterstützung während eines Aufenthaltes in seiner Nuclear Physics Theoretical Group am Nuclear Physics Laboratory, Oxford. Dort trugen Diskussionen mit Dr. P.J.Ellis, Minnesota, Dr. T.Vertse, Debrecen, und Prof. Dr.D.Wilmore, Harwell, wesentlich dazu bei, Fragen der Struktur und Handhabung des INCH-Programmsystems zu klären.

Den Mitarbeitern des Tandemlabors und des Erlanger Universitäts-Rechenzentrums danke ich für ihre Arbeit.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft verdanke ich die Möglichkeit an den Rechnern CD 3300, Erlangen und CD 6600, Frankfurt zu arbeiten.

Herr Dr. M.Mörike, Universität Tübingen, überließ mir freundlicherweise Rechenzeit auf der CD 6600, Stuttgart.

Herr Nackunstz, Control Data Corp., München, ermöglichte mir großzügig einige abschließende Rechnungen auf der CD 6600, Frankfurt.

L I T E R A T U R

- 1) P.M.Endt, v.d.Leun, Nucl.Phys.A214(1973)1
- 2) U.Scheib et al., Nucl.Phys.A203(1973)177
- 3) T.A.Schmick et al., Phys.Rev.C10(1974)556
- 4) R.Middleton et al., Nucl. Phys.34(1962)404
- 5) H.Schulz et al., Nucl.Phys.A159(1970)324
- 6) Bibijana Čujek, Phys.Rev.B136(1964)1305
- 7) R.W.Zurmühle, C.M.Fou, Nucl.Phys.A129(1969)502
J.M.Joyce, R.W.Zurmühle, C.M.Fou, Nucl.Phys. A132(1969)629
- 8) H.Kattenborn, C.Mayer-Böricke, B.Mertens
Nucl.Phys.A119(1968)559 und Nucl.Phys.A158(1970)97
- 9) K.Thomas, Dissertation, Erlangen 1972
- 9a) M.Berg, K.Thomas, Bericht des Rechenzentrums der
Universität Erlangen-Nürnberg 1971
- 10) N.Austern, Direct Nuclear Reaction Theories,
Wiley&Sons, New York 1970
- 11) F.Vogler et al., Phys.Rev.C9(1974)242
- 12) R.S.Mackintosh, Nucl.Phys.A170(1971)353
- 13) G.Philipp et al., Nucl.Inst.Meth.115(1974)507
- 14) ORTEC 423 Module, User's Manual, Oak Ridge 1971
- 15) H.H.Cuno et al., Nucl.Inst,Meth.72(1969)201
- 16) T.Schlurick, Diplomarbeit, Erlangen 1968
- 17) P.Elzer, Diplomarbeit, Erlangen 1968
- 18) John S.Blair, Phys.Rev.115(1959)928
- 19) P.E.Hodgson, Advances in Physics17(1968)563
- 20) H.Rebel et al., Nucl.Phys.A218(1974)13
- 21) H.Rebel, "private Mitteilung"
- 22) McFarlane, French, Rev.Mod.Phys.32(1960)632

- 23) R.H.Bassel, Phys.Rev.149(1966)791
- 24) T.Tamura, Rev.Mod.Phys.37(1965)679
siehe auch Zit. 10 und Zit. 29
- 25) A.Hill, Computercode INCH1, Oxford 1967, unveröffentlicht
- 26) M.Berg, Jahresbericht des Tandemlabors, Erlangen 1971/72
- 27) A.Hill, D.J.Edens, P.J.Ellis, Computercode INCH2,
Oxford 1972, unveröffentlicht
- 28) R.J.Ascuitto, N.K.Glendenning, Phys.Rev.187(1969)1396
- 29) T.Tamura, Ann.Rev.Nucl.Sci.19(1969)99
- 30) Gröbner, Lesky, Mathematische Methoden der Physik
BI-Taschenbuch, Mannheim 1964
- 31) B.L.Andersen et al., Nucl.Phys.A147(1970)33
- 32) J.P.Davidson, Collective Models of the Nucleus,
Academic Press, New York 1968
- 33) T.Tamura, T.Udagawa, Center für Nuclear Studies,
University of Texas, Technical Report Nr.30(1972)
- 34) J.Raynal, G.W.Schweimer, ECIS-Computercode,
Karlsruher Version, 1972, Unveröffentlicht
- 35) Perey&Perey, Nuclear Data Tables13(1974)293
- 36) R.Lipperheide, Phys.Lett.B32(1970)555
- 37) W.Wühr, Z.Physik269(1974)365
- 38) A.K.Abdallah, T.Udagawa, T.Tamura, Phys.Rev.C8(1973)1855
- 39) N.Austern, Phys.Rev.188(1969)1595
- 40) P.J.R.Soper, University of Surrey, England,
Progress Report March 1972, unveröffentlicht.

A N H A N G

A 1. Rechenverfahren zur Lösung der CC-Gleichungen

Die CC-Gleichungen bilden ein System von N_C gekoppelten, linearen gewöhnlichen Differentialgleichungen zweiter Ordnung. (Für die Rechnungen in dieser Arbeit lag N_C zwischen 6 und 21.) So ein System hat $2 \cdot N_C$ linear unabhängige Sätze von Lösungen. Da hier Regularität der Lösungen für $r \rightarrow 0$ verlangt werden muß, reduziert sich diese Anzahl wieder auf N_C . Die "Basislösungen" seien bezeichnet mit:

$$g_C^N(r) \quad \text{mit } N=1, \dots, N_C \text{ und } C=1, \dots, N_C$$

Als Startwerte für die Integration werden gesetzt:

$$g_C^N(0) = 0.0$$

$$g_C^N(0.1 \text{ fm}) = 10^{-30} \cdot \delta_{N \ C}$$

Den eigentlichen Satz von Lösungen f_C , mit $C=1, \dots, N_C$ erhält man als Linearkombination aus den g_C^N :

$$f_C(r) = \sum_{N=1}^{N_C} a_N \cdot g_C^N(r)$$

Die Anpassung an die asymptotischen Lösungen (Abschnitt 4.3) liefert $2 \cdot N_C$ lineare algebraische Gleichungen aus den Bedingungen, daß f_C und f'_C beim Anpaßradius stetig in Coulombwellen übergehen müssen. Die Lösung dieses linearen Gleichungssystems liefert die Entwicklungskoeffizienten a_N und die Amplituden der auslaufenden Coulombwellen S_C , wobei $N=1, \dots, N_C$ und $C=1, \dots, N_C$ sind.

Aus den S_C werden in der üblichen Weise die Wirkungsquerschnitte berechnet, die a_N werden nur gebraucht, wenn in einer nachfolgenden CCBA-Rechnung die Wellenfunktionen f_C zur Berechnung der Quellterme gebraucht werden.

In dem CC-Programm INCH1 geschieht die numerische Integration der Basislösungen g_C^N in dem Unterprogramm INTCUP. Die nötigen Potentiale und Kopplungsterme werden von INCUPL geliefert, das wiederum vorbereitete Information dazu von COUPLE, CMATEL und NUCLIN erhält.

Die asymptotischen Lösungen berechnet COULFN. Die Gleichungen für die Anpassung der f_C an diese werden von MATCH aufgestellt und von SIMULT gelöst.

Die Unterprogramme SCAMP und SCATT berechnen aus den dabei erhaltenen Amplituden Streuamplituden, Wirkungsquerschnitte, Polarisationen usw.

Den größten Zeit- und Speicherplatzaufwand erfordert die numerische Integration in INTCUP und die Anpassung in SIMULT.

Es sind inzwischen andere Lösungsverfahren für die CC-Gleichungen vorgeschlagen und erprobt worden, die eine wesentliche Zeitersparnis bedeuten, da sie von vornherein die Anpassungsbedingung berücksichtigen und statt der Basislösungen g_C^N sofort Näherungsfunktionen $\tilde{f}_C$ für die f_C berechnen. Diese Näherungslösungen werden iterativ drei- bis viermal verbessert und sind dann bereits genau genug, um Wirkungsquerschnitte usw. herausziehen zu können. (Zit. 34, 35 und 40)

Nach der Struktur der Programme müßte es möglich sein, in die vorhandenen Programme INCH1 und INCH2 an Stelle von INTCUP, MATCH und SIMULT ein - erst zu entwickelndes - Unterprogramm in so einer iterativen Technik einzubauen.

A 2. Die Kopplungspotentiale

Wenn man das Wechselwirkungspotential zwischen Projektil und Targetkern als skalares Tensorprodukt schreibt:

$$V(\tau, \xi) = \sum_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}} T_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}(\tau, \xi) \circ U_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}(\hat{\tau}, \xi)$$

mit:

$$U_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}^{\tilde{M}} = [i^{\tilde{L}} Y_{\tilde{L}}(\hat{\tau}) \otimes \Theta_{\tilde{S}}^{\tilde{M}}]_{\tilde{T}}^{\tilde{M}}$$

und: $\Theta_{\tilde{S}}^{\tilde{M}}$ als sphärischem Tensoroperator, der auf den Spin $\tilde{S}$ wirkt, kann man (nach längerer Rechnung) folgende Form für die Kopplungspotentiale erreichen:

$$V_{c'c}^{\tilde{J}\pi}(\tau) = \sum_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}} X_{c'c}^{\tilde{J}\pi, \tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}} \cdot V_{\alpha'_c, \alpha_c}^{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}(\tau)$$

Dabei ist $X_{c'c}^{\tilde{J}\pi, \tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}$ ein rein geometrischer Faktor, der die verschiedenen Drehimpulse in Form von Phasen, Faktoren, Clebsch-Gordon-Koeffizienten, Sechs- und Neun-J-Symbolen enthält. Er ist nicht von den speziellen Kernmodellen abhängig, und wird von dem Unterprogramm CMATEL berechnet.

$V_{\alpha'_c, \alpha_c}^{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}(\tau)$ enthält reduzierte Matrixelemente der Tensoren $T_{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}^{\tilde{M}}(\tau, \xi)$ und $\Theta_{\tilde{S}}^{\tilde{M}}$, und ist der Teil, in den das verwendete Kernmodell eingeht.

Für das Programm INCH1 existieren Unterprogramme NUCLIN, die diesen Teil der Wechselwirkung aus optischen und Deformations-Parametern berechnen; und zwar für

das adiabatische Rotationsmodell,

das Vibrationsmodell,

und quasielastische Streuung (d.h. (p,n) und ($^3\text{He}, t$))

Außerdem gibt es eine allgemeine Version, die extern berechnete reduzierte Matrixelemente $V_{\alpha'_c, \alpha_c}^{\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T}}(\tau)$ einlesen kann.

Alle Rechnungen in dieser Arbeit sind mit dem NUCLIN nach dem Rotationsmodell durchgeführt worden.

A 3. Die Berechnung der Quellterme

Der Quellterm von (I) war:

$$QT := \frac{2\mu_b}{\hbar^2} \cdot \tau_2 \sum_{\alpha_1 l_1 j_1} \langle \Phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JH\pi} | V_{eff} | \frac{1}{\tau_1} \phi_{\alpha_1}(\tau_1) \Phi_{\alpha_1 l_1 j_1}^{JH\pi} \rangle$$

Zu integrieren sind alle Koordinaten außer $|r_2|$.

Die Kanalfunktionen sind:

$$\phi_{\alpha_2 l_2 j_2}^{JH\pi} = \phi_d(\varrho) \cdot [\psi_{\alpha_2 I_{\alpha_2}} \otimes [i^{l_2} Y_{l_2} \otimes \chi_{s_2}]_{j_2}]_J^M$$

und:

$$\phi_{\alpha_1 l_1 j_1}^{JH\pi} = \phi_{He}(R, \varrho) \cdot [\psi_{\alpha_1 I_{\alpha_1}} \otimes [i^{l_1} Y_{l_1} \otimes \chi_{s_1}]_{j_1}]_J^M$$

ϕ_d und ϕ_{He} sind die internen Wellenfunktionen des Deuterons und des ^3He -Ions. Wie bei der DWBA wird (Zit. 10):

$$V_{eff} = V_{dp}(R, \varrho)$$

Man führt, wie bei der DWBA, zuerst die Integration über ϱ durch:

$$\int \phi_d(\varrho) \cdot V_{dp}(R, \varrho) \cdot \phi_{He}(R, \varrho) d^3\varrho =: D(R),$$

macht die Zero-Range-Näherung:

$$D(R) \approx D_0 \cdot \delta(\tau_2 - \frac{A}{A+1} \tau_1)$$

und erhält für den Quellterm:

$$QT = \frac{2\mu_b}{\hbar^2} \cdot D_0 \cdot \tau_2 \cdot \sum_{\alpha_1 l_1 j_1} \left\langle [\psi_{\alpha_2 I_{\alpha_2}} \otimes [i^{l_2} Y_{l_2} \otimes \chi_{s_2}]_{j_2}]_J^M \right|$$

$$\left| \frac{A}{(A+1)\tau_2} \cdot \phi_{\alpha_1 l_1 j_1}^{J\pi} \left(\frac{A+1}{A} \tau_2 \right) \cdot \right.$$

$$\left. [\psi_{\alpha_1 I_{\alpha_1}} \otimes [i^{l_1} Y_{l_1} \otimes \chi_{s_1}]_{j_1}]_J^M \right\rangle$$

$$= \frac{Z_k}{L^2} \cdot \frac{A}{A+1} \cdot D_0 \cdot \sum_{\alpha_1 l_1 j_1}^{J\pi} f_{\alpha_1 l_1 j_1} \left(\frac{A+1}{A} r_2 \right) \cdot$$

$$\cdot \left\langle [\psi_{\alpha_2 I_2} \otimes [i^{l_2} Y_{l_2} \otimes \chi_{s_2}]_{j_2}]_{J_2} \middle| [\psi_{\alpha_1 I_1} \otimes [i^{l_1} Y_{l_1} \otimes \chi_{s_1}]_{j_1}]_{J_1} \right\rangle$$

Als nächstes wird nun der Endkernzustand entwickelt gemäß:

$$\psi_{\alpha_2 I_2}^{M_2} = \sum_{n l j L} \beta_{n l j} (L, I_2) \left[\sqrt{\frac{2L+1}{8\pi^2}} D_{H_L 0}^{L, x} \otimes \psi_{n l j} \right]_{I_2}^{M_2}$$

Dabei ist als Anfangskern ein Rotator in der K = 0-Bande angenommen worden.

Die $\psi_{n l j}$ sind die Basisfunktionen für den Einteilchenzustand des übertragenen Teilchens (vgl. Abschnitt 4.4).

Setzt man noch:

$$\psi_{n l j}^m = u_{n l j}(r_p) \cdot [i^{l_1} Y_{l_1}(\hat{r}_p) \otimes \chi_s]_{j_1}^m$$

so kann man (nach längerer Rechnung) durch mehrfaches Umkoppeln der Drehimpulse folgende Form für den Quellterm erreichen:

$$QT = \frac{Z_k}{L^2} \cdot \frac{A}{A+1} \cdot D_0 \cdot \sum_{n l j \alpha_1 l_1 j_1} \beta_{n l j} (I_1, I_2) \cdot$$

$$\cdot f_{\alpha_1 l_1 j_1} \left(\frac{A+1}{A} r_2 \right) \cdot u_{n l j} \left(\frac{A+1}{A} r_2 \right) \cdot \sum_{l_j l_{j_1} l_{j_2}}^{J I_1 I_2}$$

Dabei enthält $\sum_{l_j l_{j_1} l_{j_2}}^{J I_1 I_2}$ die Drehimpulse in Form von Phasen, Faktoren, Clebsch-Gordon-Koeffizienten und einem Sechs- und einem Neun-j-Symbol.

Die $\beta_{n l j}(I_1, I_2)$ sind bis auf die Phase die in Tabelle 8 angeführten spektroskopischen Amplituden und sind im Gegensatz zu den $\sum_{l_j l_{j_1} l_{j_2}}^{J I_1 I_2}$ modellabhängig.

Numerische Werte der experimentellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen ^3He -Streuung sowie der Reaktionen ($^3\text{He}, d$) und ($^3\text{He}, ^4\text{He}$) am Targetkern ^{24}Mg bei einer ^3He -Einschußenergie von 15.0 MeV.

Die linke Kolumne gibt die Werte im Labor-, die rechte im Schwerpunktsystem, in dem auch alle Programme rechnen, an.

24MG(3HE,3HE0)24MG, E=15.0 MEV, Q-WERT=0.00 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.1834E+04	0.1713E+01	22.5	0.1472E+04	0.1375E+01
25.0	0.5366E+03	0.5609E+00	28.0	0.4346E+03	0.4543E+00
30.0	0.2008E+03	0.3075E+00	33.6	0.1644E+03	0.2518E+00
35.0	0.1298E+03	0.2835E+00	39.1	0.1076E+03	0.2350E+00
40.0	0.6954E+02	0.2048E+00	44.6	0.5845E+02	0.1721E+00
45.0	0.3038E+02	0.1337E+00	50.1	0.2593E+02	0.1141E+00
50.0	0.1267E+02	0.8665E-01	55.5	0.1100E+02	0.7523E-01
55.0	0.7461E+01	0.6646E-01	60.9	0.6595E+01	0.5874E-01
60.0	0.5251E+01	0.5537E-01	66.2	0.4731E+01	0.4988E-01
65.0	0.3475E+01	0.4552E-01	71.5	0.3194E+01	0.4184E-01
70.0	0.2617E+01	0.3940E-01	76.7	0.2456E+01	0.3697E-01
75.0	0.2048E+01	0.3484E-01	81.9	0.1964E+01	0.3341E-01
80.0	0.1542E+01	0.3020E-01	87.1	0.1511E+01	0.2959E-01
85.0	0.8890E+00	0.2349E-01	92.2	0.8904E+00	0.2353E-01
90.0	0.3483E+00	0.2830E-01	97.2	0.3566E+00	0.2898E-01
95.0	0.2591E+00	0.2395E-01	102.2	0.2653E+00	0.2452E-01
100.0	0.1210E+00	0.6608E-02	107.1	0.1266E+00	0.9218E-02
105.0	0.1585E+00	0.9872E-02	111.9	0.1695E+00	0.1056E-01
110.0	0.2165E+00	0.1114E-01	116.7	0.2363E+00	0.1217E-01
115.0	0.2229E+00	0.1176E-01	121.5	0.2485E+00	0.1311E-01
120.0	0.1797E+00	0.1050E-01	126.2	0.2044E+00	0.1195E-01
125.0	0.1241E+00	0.8742E-02	130.9	0.1439E+00	0.1013E-01
130.0	0.6819E-01	0.6357E-02	135.5	0.8046E-01	0.7500E-02
135.0	0.7165E-01	0.6932E-02	140.1	0.8595E-01	0.8317E-02
140.0	0.5788E-01	0.6367E-02	144.6	0.7053E-01	0.7758E-02
145.0	0.8425E-01	0.6923E-02	149.1	0.1041E+00	0.8555E-02
150.0	0.1105E+00	0.8183E-02	153.6	0.1383E+00	0.1024E-01
155.0	0.1066E+00	0.7415E-02	158.0	0.1336E+00	0.9384E-02
160.0	0.1683E+00	0.9535E-02	162.5	0.2150E+00	0.1218E-01
165.0	0.1867E+00	0.1713E-01		0.2404E+00	0.2206E-01

24MG(3HE,3HE1)24MG, E=15.0 MEV, Q=WERT=-1.368 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.7575E+01	0.1473E+00	22.6	0.6013E+01	0.1169E+00
25.0	0.8934E+01	0.7853E-01	28.2	0.7158E+01	0.6292E-01
30.0	0.4943E+01	0.4929E-01	33.8	0.4005E+01	0.3994E-01
35.0	0.1950E+01	0.3799E-01	39.3	0.1601E+01	0.3119E-01
40.0	0.2270E+01	0.3923E-01	44.9	0.1891E+01	0.3269E-01
45.0	0.2856E+01	0.4225E-01	50.4	0.2419E+01	0.3579E-01
50.0	0.1733E+01	0.1733E+00	55.8	0.1494E+01	0.1494E+00
55.0	0.6357E+00	0.6935E-01	61.2	0.587E+00	0.6095E-01
60.0	0.6527E+00	0.1865E-01	66.6	0.5854E+00	0.1673E-01
65.0	0.7231E+00	0.2043E-01	71.9	0.6624E+00	0.1871E-01
70.0	0.5486E+00	0.1823E-01	77.1	0.5137E+00	0.1707E-01
75.0	0.5277E+00	0.1818E-01	82.3	0.5054E+00	0.1741E-01
80.0	0.2852E+00	0.2395E-01	97.6	0.2928E+00	0.2459E-01
85.0	0.1959E+00	0.1959E-01	97.6	0.2012E+00	0.2012E-01
90.0	0.2132E+00	0.1116E-01	102.6	0.2240E+00	0.1172E-01
100.0	0.1571E+00	0.9967E-02	107.5	0.1689E+00	0.1071E-01
105.0	0.1243E+00	0.8794E-02	112.3	0.1366E+00	0.9668E-02
110.0	0.1058E+00	0.8232E-02	117.1	0.1189E+00	0.9248E-02
115.0	0.1021E+00	0.8170E-02	121.9	0.1172E+00	0.9372E-02
120.0	0.1183E+00	0.8742E-02	126.6	0.1384E+00	0.1023E-01
125.0	0.1121E+00	0.8091E-02	131.2	0.1337E+00	0.9648E-02
130.0	0.1254E+00	0.8665E-02	135.8	0.1521E+00	0.1052E-01
135.0	0.1308E+00	0.8682E-02	140.4	0.1614E+00	0.1071E-01
140.0	0.1194E+00	0.8653E-02	144.9	0.1495E+00	0.1083E-01
145.0	0.1198E+00	0.8767E-02	149.3	0.1520E+00	0.1112E-01
150.0	0.1322E+00	0.7852E-02	153.8	0.1697E+00	0.1008E-01
155.0	0.1447E+00	0.9535E-02	158.2	0.1877E+00	0.1236E-01
160.0	0.9935E-01	0.1370E-01	162.6	0.1299E+00	0.1792E-01

24MG(3HE,00)25AL, E=15.0 MEV, Q-WERT=3.21 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.1060E+02	0.1400E+00	22.2	0.8655E+01	0.1143E+00
25.0	0.8300E+01	0.7000E-01	27.8	0.6832E+01	0.5762E-01
30.0	0.4670E+01	0.5000E-01	33.3	0.3882E+01	0.4156E-01
35.0	0.2530E+01	0.4000E-01	38.8	0.2127E+01	0.3363E-01
40.0	0.2060E+01	0.4000E-01	44.2	0.1754E+01	0.3406E-01
45.0	0.1670E+01	0.3000E-01	49.7	0.1442E+01	0.2591E-01
50.0	0.1170E+01	0.3000E-01	55.0	0.1026E+01	0.2631E-01
55.0	0.7750E+00	0.2200E-01	60.4	0.6910E+00	0.1962E-01
60.0	0.5900E+00	0.2000E-01	65.7	0.5353E+00	0.1815E-01
65.0	0.6850E+00	0.2100E-01	71.0	0.6330E+00	0.1941E-01
70.0	0.7970E+00	0.2200E-01	76.2	0.7507E+00	0.2072E-01
75.0	0.7044E+00	0.2040E-01	81.4	0.6765E+00	0.1959E-01
80.0	0.5630E+00	0.1900E-01	86.5	0.5506E+00	0.1862E-01
85.0	0.3830E+00	0.1650E-01	91.6	0.3829E+00	0.1650E-01
90.0	0.2310E+00	0.2400E-01	96.6	0.2356E+00	0.2448E-01
95.0	0.2200E+00	0.2300E-01	96.6	0.2244E+00	0.2346E-01
100.0	0.1440E+00	0.9000E-02	101.6	0.1499E+00	0.9367E-02
105.0	0.1240E+00	0.9000E-02	106.5	0.1316E+00	0.9555E-02
110.0	0.1240E+00	0.9000E-02	111.4	0.1342E+00	0.9742E-02
115.0	0.1390E+00	0.9000E-02	116.2	0.1533E+00	0.9928E-02
120.0	0.1530E+00	0.1000E-01	121.0	0.1719E+00	0.1123E-01
125.0	0.1300E+00	0.1000E-01	125.7	0.1749E+00	0.1143E-01
130.0	0.1270E+00	0.1000E-01	130.4	0.1476E+00	0.1162E-01
135.0	0.1370E+00	0.9000E-02	135.0	0.1617E+00	0.1062E-01
140.0	0.1070E+00	0.8000E-02	139.7	0.1281E+00	0.9575E-02
145.0	0.9200E-01	0.8000E-02	144.2	0.1116E+00	0.9701E-02
150.0	0.1038E+00	0.8000E-02	148.8	0.1273E+00	0.9814E-02
155.0	0.1146E+00	0.7100E-02	153.3	0.1420E+00	0.8800E-02
160.0	0.1041E+00	0.7900E-02	157.8	0.1302E+00	0.9878E-02
	0.1066E+00	0.1400E-01	162.2	0.1343E+00	0.1763E-01

24MG(3HE,01)25AL, E=15.0 MEV, Q=WERT=-3.760 MEV

TH-LAB	WQ-LAS	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.5470E+01	0.1000E+00	22.3	0.4443E+01	0.8122E-01
25.0	0.8880E+01	0.7000E-01	27.9	0.7272E+01	0.5733E-01
30.0	0.6510E+01	0.5000E-01	33.4	0.5385E+01	0.4136E-01
35.0	0.3040E+01	0.4000E-01	38.9	0.2544E+01	0.3348E-01
40.0	0.1850E+01	0.3000E-01	44.4	0.1569E+01	0.2544E-01
45.0	0.2120E+01	0.4000E-01	49.8	0.1824E+01	0.3442E-01
50.0	0.2130F+01	0.4000E-01	55.2	0.1862E+01	0.3497E-01
55.0	0.1500E+01	0.3000E-01	60.5	0.1334E+01	0.2667E-01
60.0	0.9280E+00	0.2400E-01	65.9	0.8401E+00	0.2173E-01
65.0	0.5170E+00	0.1800E-01	71.1	0.4769E+00	0.161E-01
70.0	0.4280E+00	0.1700E-01	76.4	0.4026E+00	0.1599E-01
75.0	0.5020E+00	0.1700E-01	81.5	0.4819E+00	0.1632E-01
80.0	0.4240E+00	0.1700E-01	86.7	0.4154E+00	0.1666E-01
85.0	0.3490E+00	0.1500E-01	91.8	0.3491E+00	0.1500E-01
90.0	0.2870E+00	0.2600E-01	96.8	0.2931E+00	0.2655E-01
95.0	0.2324E+00	0.2300E-01	96.8	0.2373E+00	0.2349E-01
100.0	0.9410E-01	0.9500E-02	101.8	0.1529E+00	0.9905E-02
105.0	0.8300E-01	0.7800E-02	106.7	0.1001E+00	0.8300E-02
110.0	0.9080E-01	0.7300E-02	111.5	0.9010E-01	0.7924E-02
115.0	0.1147E+00	0.7500E-02	116.4	0.1005E+00	0.8301E-02
120.0	0.1596E+00	0.8300E-02	121.1	0.1293E+00	0.9360E-02
125.0	0.1348E+00	0.9800E-02	125.9	0.1832E+00	0.1125E-01
130.0	0.1263E+00	0.8900E-02	130.5	0.1574E+00	0.1039E-01
135.0	0.1005E+00	0.8600E-02	135.2	0.1498E+00	0.1020E-01
140.0	0.6190E-01	0.7700E-02	139.8	0.1210E+00	0.9268E-02
145.0	0.5100E-01	0.6100E-02	144.4	0.7551E-01	0.7441E-02
150.0	0.3060E-01	0.5400E-02	148.9	0.6296E-01	0.6667E-02
155.0	0.1630E-01	0.3700E-02	153.4	0.3818E-01	0.4616E-02
160.0	0.1890E-01	0.3510E-02	157.9	0.2052E-01	0.4419E-02
		0.6700E-02	162.3	0.2397E-01	0.8498E-02

24MG(3HE,D2)25AL, E=15.0 MEV, Q-WERT=-4.160 MEV

TH-LAB	HQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WO-CM	FEHLER
20.0	0.5410E+01	0.1000E+00	22.4	0.4375E+01	0.8088E-01
25.0	0.3550E+01	0.4000E-01	27.9	0.2896E+01	0.5263E-01
30.0	0.1920E+01	0.3000E-01	33.5	0.1582E+01	0.2472E-01
45.0	0.8820E+00	0.2400E-01	49.9	0.7567E+00	0.2059E-01
50.0	0.5600E+00	0.1900E-01	55.3	0.4883E+00	0.1657E-01
55.0	0.3960E+00	0.1600E-01	60.7	0.3513E+00	0.1420E-01
60.0	0.3860E+00	0.1600E-01	66.0	0.3488E+00	0.1446E-01
65.0	0.4360E+00	0.1700E-01	71.3	0.4017E+00	0.1566E-01
70.0	0.3430E+00	0.1500E-01	76.5	0.3224E+00	0.1410E-01
75.0	0.2260E+00	0.1300E-01	81.7	0.2168E+00	0.1247E-01
80.0	0.1540E+00	0.1100E-01	86.8	0.1509E+00	0.1078E-01
85.0	0.1000E+00	0.9000E-02	91.9	0.1001E+00	0.9007E-02
90.0	0.9500E-01	0.1600E-01	96.9	0.9711E-01	0.1636E-01
95.0	0.9480E-01	0.1510E-01	96.9	0.9691E-01	0.1544E-01
100.0	0.6560E-01	0.6600E-02	101.9	0.6849E-01	0.6891E-02
105.0	0.8440E-01	0.7300E-02	106.8	0.8997E-01	0.7782E-02
110.0	0.6300E-01	0.6400E-02	111.7	0.6854E-01	0.6963E-02
115.0	0.7140E-01	0.6700E-02	116.5	0.7924E-01	0.7435E-02
120.0	0.6520E-01	0.6400E-02	121.3	0.7375E-01	0.7239E-02
125.0	0.7070E-01	0.6600E-02	126.0	0.8145E-01	0.7603E-02
130.0	0.6460E-01	0.6300E-02	130.7	0.7571E-01	0.7384E-02
135.0	0.7650E-01	0.6800E-02	135.3	0.9112E-01	0.8100E-02
140.0	0.7000E-01	0.6400E-02	139.9	0.8463E-01	0.7738E-02
145.0	0.8060E-01	0.6900E-02	144.4	0.9879E-01	0.8457E-02
150.0	0.9620E-01	0.7600E-02	149.0	0.1194E+00	0.9429E-02
155.0	0.1032E+00	0.6800E-02	153.5	0.1294E+00	0.8528E-02
160.0	0.8160E-01	0.6900E-02	157.9	0.1033E+00	0.8733E-02
160.0	0.9110E-01	0.1260E-01	162.4	0.1162E+00	0.1607E-01

24MG(3HE.D3)25AL. E=15.0 MEV, Q=WERT=-4.820 MEV

TH-LAB	WO-LAB	FEHLER	TH-CM	WO-CM	FEHLER
20.0	0.1380E+01	0.5000E-01	22.5	0.1108E+01	0.4013E-01
25.0	0.4350E+00	0.1600E-01	28.0	0.3523E+00	0.1296E-01
30.0	0.3070E+00	0.1200E-01	33.6	0.2513E+00	0.9822E-02
35.0	0.2650E+00	0.1200E-01	39.1	0.2196E+00	0.9944E-02
40.0	0.2650E+00	0.1200E-01	44.6	0.2227E+00	0.1008E-01
45.0	0.2070E+00	0.1100E-01	50.1	0.1767E+00	0.9388E-02
50.0	0.1910E+00	0.1100E-01	55.5	0.1658E+00	0.9548E-02
65.0	0.1720E+00	0.1000E-01	71.5	0.1581E+00	0.9191E-02
70.0	0.1590E+00	0.1000E-01	76.8	0.1492E+00	0.9385E-02
75.0	0.1560E+00	0.1000E-01	81.9	0.1496E+00	0.9587E-02
80.0	0.1630E+00	0.1000E-01	87.1	0.1597E+00	0.9798E-02
85.0	0.1250E+00	0.9000E-02	92.2	0.1252E+00	0.9015E-02
90.0	0.1530E+00	0.1800E-01	97.2	0.1567E+00	0.1843E-01
90.0	0.1140E+00	0.1600E-01	97.2	0.1167E+00	0.1638E-01
95.0	0.1080E+00	0.8000E-02	102.2	0.1130E+00	0.8373E-02
100.0	0.8510E-01	0.7000E-02	107.1	0.9102E-01	0.7487E-02
105.0	0.6410E-01	0.6100E-02	111.9	0.7003E-01	0.6664E-02
110.0	0.5900E-01	0.5900E-02	116.8	0.6579E-01	0.6579E-02
115.0	0.4920E-01	0.5400E-02	121.5	0.5596E-01	0.6142E-02
120.0	0.3920E-01	0.4800E-02	126.2	0.4544E-01	0.5564E-02
125.0	0.3250E-01	0.4300E-02	130.9	0.3835E-01	0.5075E-02
130.0	0.3880E-01	0.4700E-02	135.5	0.4256E-01	0.5640E-02
135.0	0.4940E-01	0.5300E-02	140.1	0.6021E-01	0.6460E-02
140.0	0.4920E-01	0.5300E-02	144.6	0.6082E-01	0.6552E-02
145.0	0.4930E-01	0.5400E-02	149.1	0.6172E-01	0.6760E-02
150.0	0.4990E-01	0.4700E-02	153.6	0.6317E-01	0.9500E-02
155.0	0.4760E-01	0.5200E-02	158.0	0.6109E-01	0.6646E-02
160.0	0.5840E-01	0.1000E-01	162.5	0.7523E-01	0.1288E-01

24MG(3HE,D4)25AL. E=15.0 MEV, Q-WERT=5.020 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
30.0	0.1810E+01	0.3000E-01	33.6	0.1478E+01	0.2450E-01
35.0	0.1200E+01	0.2650E-01	39.2	0.9924E+00	0.2192E-01
40.0	0.9201E+00	0.2310E-01	44.7	0.7718E+00	0.1938E-01
45.0	0.6530E+00	0.1900E-01	50.1	0.5564E+00	0.1619E-01
50.0	0.5574E+00	0.1790E-01	55.6	0.4831E+00	0.1551E-01
55.0	0.4139E+00	0.1500E-01	61.0	0.3654E+00	0.1324E-01
60.0	0.3750E+00	0.1480E-01	66.3	0.3375E+00	0.1332E-01
75.0	0.1558E+00	0.9600E-02	82.0	0.1493E+00	0.9202E-02
80.0	0.3390E+00	0.1410E-01	87.2	0.3322E+00	0.1382E-01
85.0	0.2362E+00	0.1180E-01	92.2	0.2367E+00	0.1182E-01
90.0	0.1922E+00	0.2049E-01	97.3	0.1969E+00	0.2099E-01
95.0	0.1485E+00	0.1800E-01	97.3	0.1521E+00	0.1844E-01
100.0	0.1249E+00	0.8600E-02	102.2	0.1308E+00	0.9009E-02
105.0	0.9500E-01	0.7400E-02	107.2	0.1017E+00	0.7923E-02
110.0	0.8820E-01	0.7200E-02	112.0	0.9649E-01	0.7876E-02
115.0	0.9730E-01	0.7600E-02	116.8	0.1087E+00	0.8489E-02
120.0	0.9777E-01	0.7600E-02	121.6	0.1114E+00	0.8661E-02
125.0	0.1193E+00	0.8350E-02	126.3	0.1385E+00	0.9699E-02
130.0	0.9777E-01	0.8260E-02	131.0	0.1392E+00	0.9770E-02
135.0	0.1177E+00	0.8800E-02	135.6	0.1596E+00	0.1059E-01
140.0	0.1327E+00	0.8600E-02	140.1	0.1552E+00	0.1051E-01
145.0	0.1088E+00	0.7900E-02	144.7	0.1349E+00	0.9793E-02
150.0	0.1040E+00	0.7800E-02	149.2	0.1306E+00	0.9794E-02
155.0	0.8880E-01	0.6200E-02	153.6	0.1128E+00	0.7873E-02
160.0	0.8890E-01	0.7100E-02	158.1	0.1140E+00	0.9103E-02
	0.9110E-01	0.1300E-01	162.5	0.1177E+00	0.1680E-01

24MG(3HE,D5)25AL, E=15.0 MEV, Q-WERT=5.710 MEV

TH-LAB	WG-LAB	FEHLER	TH-CM	WG-CM	FEHLER
20.0	0.9970E+00	0.4000E-01	22.6	0.7910E+00	0.3174E-01
50.0	0.3530E+00	0.1400E-01	55.8	0.3043E+00	0.1207E-01
55.0	0.3246E+00	0.1333E-01	61.2	0.2852E+00	0.1171E-01
60.0	0.2490E+00	0.1200E-01	66.6	0.2233E+00	0.1076E-01
75.0	0.3435E+00	0.1411E-01	82.3	0.3289E+00	0.1352E-01
80.0	0.7398E-01	0.6407E-02	87.5	0.7250E-01	0.6280E-02
85.0	0.1685E+00	0.1000E-01	92.6	0.1690E+00	0.1003E-01
95.0	0.9100E-01	0.7000E-02	102.6	0.9563E-01	0.7356E-02
100.0	0.5880E-01	0.6000E-02	107.5	0.6322E-01	0.6451E-02
105.0	0.3117E-01	0.4117E-02	112.3	0.3427E-01	0.4527E-02
110.0	0.1950E-01	0.3400E-02	117.1	0.2191E-01	0.3821E-02
115.0	0.2520E-01	0.3800E-02	121.9	0.2892E-01	0.4361E-02
120.0	0.2690E-01	0.4000E-02	126.6	0.3149E-01	0.4683E-02
125.0	0.3480E-01	0.4000E-02	131.2	0.4152E-01	0.4772E-02
130.0	0.4000E-01	0.5000E-02	135.8	0.4857E-01	0.6071E-02
135.0	0.5400E-01	0.6000E-02	140.4	0.6665E-01	0.7405E-02
140.0	0.4000E-01	0.5000E-02	144.9	0.5011E-01	0.6264E-02
145.0	0.5000E-01	0.5000E-02	149.4	0.6348E-01	0.6348E-02
150.0	0.5400E-01	0.5000E-02	153.8	0.6937E-01	0.6423E-02
155.0	0.5400E-01	0.6000E-02	158.2	0.7007E-01	0.7785E-02
160.0	0.5500E-01	0.1000E-01	162.6	0.7196E-01	0.1308E-01

24MG(3HE,D6,7)25AL, E=15.0 MEV, Q-WERT=-5.93 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.5540E+01	0.9800E-01	22.6	0.4421E+01	0.7751E-01
25.0	0.1005E+02	0.7500E-01	28.3	0.8024E+01	0.5988E-01
30.0	0.3130E+01	0.3700E-01	33.8	0.2528E+01	0.2988E-01
35.0	0.2020E+01	0.3440E-01	39.4	0.1653E+01	0.2816E-01
40.0	0.1608E+01	0.3100E-01	44.9	0.1336E+01	0.2576E-01
55.0	0.1013E+01	0.2493E-01	61.3	0.8899E+00	0.2187E-01
60.0	0.5380E+00	0.1800E-01	66.7	0.4818E+00	0.1612E-01
65.0	0.5420E+00	0.1780E-01	72.0	0.6960E+00	0.1629E-01
70.0	0.5080E+00	0.1700E-01	77.2	0.4754E+00	0.1591E-01
100.0	0.2225E+00	0.1107E-01	107.6	0.2396E+00	0.1192E-01
105.0	0.1805E+00	0.9998E-02	112.4	0.1989E+00	0.1101E-01
110.0	0.1357E+00	0.9000E-02	117.2	0.1528E+00	0.1014E-01
115.0	0.1050E+00	0.8000E-02	122.0	0.1208E+00	0.9202E-02
120.0	0.9500E-01	0.7000E-02	126.7	0.1115E+00	0.8217E-02
125.0	0.9670E-01	0.7500E-02	131.3	0.1157E+00	0.8974E-02
130.0	0.1026E+00	0.7700E-02	135.9	0.1250E+00	0.9380E-02
135.0	0.9870E-01	0.7600E-02	140.4	0.1222E+00	0.9413E-02
140.0	0.1120E+00	0.8000E-02	144.9	0.1408E+00	0.1006E-01
145.0	0.1244E+00	0.9000E-02	149.4	0.1585E+00	0.1147E-01
150.0	0.9670E-01	0.7000E-02	153.8	0.1247E+00	0.9028E-02
155.0	0.9680E-01	0.7300E-02	158.3	0.1261E+00	0.9512E-02
160.0	0.9280E-01	0.1260E-01	162.6	0.1219E+00	0.1656E-01

24MG(SHE.D8)25AL, E=15.0 MEV, Q-WERT=-6.290 MEV

TH=LAB	WQ=LAB	FEHLER	TH=CM	WQ=CM	FEHLER
20.0	0.4100E+01	0.4100E+01	22.7	0.3225E+01	0.3225E+01
25.0	0.3600E+01	0.3600E+01	28.3	0.2859E+01	0.2859E+01
30.0	0.3214E+01	0.3800E-01	33.9	0.2583E+01	0.3054E-01
35.0	0.2920E+01	0.4100E-01	39.5	0.2379E+01	0.3341E-01
40.0	0.2030E+01	0.3400E-01	45.1	0.1680E+01	0.2813E-01
45.0	0.1515E+01	0.3000E-01	50.6	0.1275E+01	0.2525E-01
50.0	0.1239E+01	0.2700E-01	56.1	0.1063E+01	0.2315E-01
55.0	0.1002E+01	0.2410E-01	61.5	0.8766E+00	0.2108E-01
60.0	0.8670E+00	0.2250E-01	66.8	0.7747E+00	0.2011E-01
65.0	0.6460E+00	0.1900E-01	72.2	0.5902E+00	0.1736E-01
85.0	0.6540E+00	0.2000E-01	92.9	0.6569E+00	0.2009E-01
85.0	0.2769E+00	0.1296E-01	92.9	0.2781E+00	0.1302E-01
90.0	0.2905E+00	0.2621E-01	97.9	0.2989E+00	0.2697E-01
90.0	0.2708E+00	0.2402E-01	97.9	0.2787E+00	0.2472E-01
95.0	0.2333E+00	0.1178E-01	102.9	0.2459E+00	0.1242E-01
100.0	0.1579E+00	0.9320E-02	107.8	0.1704E+00	0.1006E-01
125.0	0.6435E-01	0.6377E-02	131.5	0.7740E-01	0.7670E-02
130.0	0.6142E-01	0.5794E-02	136.1	0.7524E-01	0.7098E-02
135.0	0.5922E-01	0.5806E-02	140.6	0.7379E-01	0.7235E-02
140.0	0.6539E-01	0.6366E-02	145.1	0.8275E-01	0.8056E-02
145.0	0.1010E+00	0.8000E-02	149.5	0.1296E+00	0.1027E-01
150.0	0.9700E-01	0.7000E-02	153.9	0.1260E+00	0.9092E-02
155.0	0.9400E-01	0.7000E-02	158.3	0.1234E+00	0.9187E-02
160.0	0.8100E-01	0.1200E-01	162.7	0.1072E+00	0.1589E-01

24MG(3HE,D9)25AL. E=15.0 MEV. Q-WERT=-6.6500 EV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CH	WQ-CH	FEHLER
20.0	0.4554E+00	0.2800E-01	22.8	0.3561E+00	0.2189E-01
25.0	0.4850E+00	0.1700E-01	28.4	0.3831E+00	0.1343E-01
30.0	0.3170E+00	0.1200E-01	34.0	0.2534E+00	0.9593E-02
45.0	0.1974E+00	0.1045E-01	50.7	0.1655E+00	0.8762E-02
50.0	0.1802E+00	0.1020E-01	56.2	0.1540E+00	0.8717E-02
55.0	0.1438E+00	0.9100E-02	61.6	0.1254E+00	0.7938E-02
60.0	0.1275E+00	0.8600E-02	67.0	0.1137E+00	0.7667E-02
65.0	0.1118E+00	0.8200E-02	72.4	0.1020E+00	0.7478E-02
70.0	0.1127E+00	0.8200E-02	77.6	0.1052E+00	0.7657E-02
75.0	0.1023E+00	0.7800E-02	82.8	0.9787E-01	0.7462E-02
80.0	0.8150E-01	0.6990E-02	88.0	0.7997E-01	0.6855E-02
85.0	0.8011E-01	0.7069E-02	93.1	0.8054E-01	0.7106E-02
90.0	0.2992E+00	0.2621E-01	98.1	0.3084E+00	0.2701E-01
115.0	0.5850E-01	0.5800E-02	122.4	0.6789E-01	0.6731E-02
125.0	0.6782E-01	0.6376E-02	131.6	0.8204E-01	0.7713E-02
130.0	0.1269E+00	0.8692E-02	136.2	0.1564E+00	0.1071E-01
135.0	0.9754E-01	0.7548E-02	140.7	0.1223E+00	0.9468E-02
140.0	0.9780E-01	0.7523E-02	145.2	0.1246E+00	0.9587E-02
145.0	0.1003E+00	0.7627E-02	149.6	0.1297E+00	0.9858E-02
150.0	0.1676E+00	0.8750E-02	154.0	0.2193E+00	0.1145E-01

24MG(3ME,ALPHA0)23MG, E=15.0 MEV, Q-WERT= +4.0457 MEV

TH-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.8222E+00	0.3769E-01	22.5	0.6557E+00	0.3005E-01
25.0	0.3130E+00	0.1346E-01	28.1	0.2519E+00	0.1083E-01
30.0	0.5871E+00	0.1614E-01	33.7	0.4777E+00	0.1313E-01
35.0	0.5898E+00	0.1870E-01	39.2	0.4861E+00	0.1542E-01
40.0	0.2752E+00	0.1269E-01	44.8	0.2301E+00	0.1061E-01
60.0	0.3205E-01	0.4080E-02	66.4	0.2880E-01	0.3666E-02
65.0	0.3385E-01	0.4085E-02	71.7	0.3105E-01	0.3747E-02
70.0	0.8644E-01	0.7056E-02	77.0	0.8101E-01	0.6613E-02
75.0	0.1196E+00	0.8130E-02	82.2	0.1146E+00	0.7790E-02
80.0	0.1616E+00	0.7549E-02	87.3	0.9958E-01	0.7398E-02
85.0	0.4874E-01	0.5285E-02	92.4	0.4886E-01	0.5298E-02
110.0	0.2587E-01	0.4114E-02	117.0	0.2898E-01	0.4610E-02
115.0	0.3735E-01	0.4669E-02	121.7	0.4270E-01	0.5337E-02
120.0	0.4020E-01	0.4662E-02	126.4	0.4755E-01	0.5435E-02
125.0	0.2485E-01	0.4045E-02	131.1	0.2950E-01	0.4803E-02
130.0	0.3582E-01	0.5222E-02	135.7	0.4327E-01	0.5583E-02
135.0	0.5036E-01	0.5209E-02	140.2	0.6181E-01	0.6394E-02
140.0	0.6692E-01	0.6346E-02	144.8	0.8334E-01	0.7903E-02
145.0	0.8651E-01	0.7014E-02	149.2	0.1092E+00	0.8850E-02
150.0	0.7633E-01	0.5671E-02	153.7	0.9743E-01	0.7238E-02
155.0	0.6955E-01	0.6170E-02	158.1	0.8965E-01	0.7953E-02
160.0	0.5139E-01	0.1028E-01	162.5	0.6678E-01	0.1336E-01

24MG(3HE,ALPHA1)23MG, E=15.0 MEV, Q-WERT= +3.5947 MEV

TH-LAB	WG-LAB	FEHLER	TH-CM	HQ-CM	FEHLER
20.0	0.5254E+01	0.9421E-01	22.6	0.4178E+01	0.7492E-01
25.0	0.1666E+01	0.3085E-01	28.2	0.1338E+01	0.2476E-01
30.0	0.1825E+01	0.2635E-01	33.8	0.1482E+01	0.2301E-01
35.0	0.2505E+01	0.3799E-01	39.3	0.2059E+01	0.3124E-01
40.0	0.1569E+01	0.3000E-01	44.8	0.1309E+01	0.2503E-01
45.0	0.7918E+00	0.2142E-01	50.3	0.6715E+00	0.1816E-01
50.0	0.9064E+00	0.2311E-01	55.8	0.7824E+00	0.1995E-01
70.0	0.1223E+00	0.8820E-02	77.1	0.1146E+00	0.8262E-02
75.0	0.2149E+00	0.1103E-01	82.3	0.2058E+00	0.1057E-01
80.0	0.2253E+00	0.1161E-01	87.4	0.2208E+00	0.1138E-01
85.0	0.1083E+00	0.8221E-02	92.5	0.1066E+00	0.8244E-02
110.0	0.8232E-01	0.7056E-02	117.1	0.9237E-01	0.7917E-02
115.0	0.1097E+00	0.8170E-02	121.8	0.1257E+00	0.9359E-02
120.0	0.1236E+00	0.8742E-02	126.5	0.1444E+00	0.1021E-01
125.0	0.1156E+00	0.8091E-02	131.2	0.1376E+00	0.9631E-02
130.0	0.1092E+00	0.8038E-02	135.8	0.1323E+00	0.9798E-02
135.0	0.7524E-02	0.7524E-02	140.3	0.1240E+00	0.9264E-02
140.0	0.1007E+00	0.3461E-02	144.8	0.1917E+00	0.4325E-02
145.0	0.1535E+00	0.1111E-01	149.3	0.2612E+00	0.1406E-01
150.0	0.2063E+00	0.1047E-01	153.8	0.3308E+00	0.1341E-01
155.0	0.2582E+00	0.1047E-01	158.2	0.3432E+00	0.1596E-01
160.0	0.2653E+00	0.1234E-01	162.6	0.3329E+00	0.2681E-01
	0.2552E+00	0.2056E-01			

24MG(3HE,ALPHA2)23MG, E=15.0 MEV, Q-WERT= +2.0057 MEV

TM-LAB	WQ-LAB	FEHLER	TH-CM	WQ-CM	FEHLER
20.0	0.2347E+00	0.2056E-01	22.7	0.1846E+00	0.1617E-01
25.0	0.1632E+00	0.9535E-02	28.3	0.1297E+00	0.7575E-02
30.0	0.1972E+00	0.9160E-02	33.9	0.1585E+00	0.7363E-02
35.0	0.2379E+00	0.1169E-01	39.5	0.1939E+00	0.9526E-02
40.0	0.2244E+00	0.1154E-01	45.1	0.1857E+00	0.9549E-02
45.0	0.1343E+00	0.8682E-02	50.6	0.1130E+00	0.7309E-02
50.0	0.1075E+00	0.8088E-02	56.0	0.9216E-01	0.6937E-02
55.0	0.1156E+00	0.8091E-02	61.5	0.1011E+00	0.7079E-02
60.0	0.1614E+00	0.9908E-02	66.8	0.1443E+00	0.8854E-02
65.0	0.1465E+00	0.9338E-02	72.2	0.1338E+00	0.8531E-02
70.0	0.1029E+00	0.7644E-02	77.4	0.9619E-01	0.7146E-02
75.0	0.7085E-01	0.6388E-02	82.6	0.6781E-01	0.6114E-02
80.0	0.6988E-01	0.6388E-02	87.8	0.6831E-01	0.6262E-02
85.0	0.5989E-01	0.5872E-02	92.9	0.6016E-01	0.5898E-02
125.0	0.1046E+00	0.7513E-02	131.5	0.1258E+00	0.9035E-02
130.0	0.1115E+00	0.8088E-02	136.0	0.1366E+00	0.9906E-02
135.0	0.1106E+00	0.8103E-02	140.6	0.1377E+00	0.1009E-01
140.0	0.9461E-01	0.7500E-02	145.1	0.1197E+00	0.9489E-02
145.0	0.9586E-01	0.7598E-02	149.5	0.1230E+00	0.9748E-02
150.0	0.8986E-01	0.6107E-02	153.9	0.1167E+00	0.7930E-02
155.0	0.1066E+00	0.7853E-02	158.3	0.1398E+00	0.1030E-01
160.0	0.1113E+00	0.1370E-01	162.7	0.1474E+00	0.1814E-01

24MG(3HE,ALPHA3)23MG, E=15.0 MEV, Q-WERT= +1.6957 MEV

TH-LAB	WO-LAB	FEHLER	TH-CM	WO-CM	FEHLER
20.0	0.1521E+01	0.5139E-01	22.7	0.1194E+01	0.4034E-01
25.0	0.8195E+00	0.2131E-01	28.4	0.6496E+00	0.1690E-01
30.0	0.1169E+00	0.6979E-02	34.0	0.9378E-01	0.5599E-02
35.0	0.5833E+00	0.1870E-01	39.6	0.4745E+00	0.1521E-01
40.0	0.8105E+00	0.2192E-01	45.1	0.6096E+00	0.1811E-01
45.0	0.4127E+00	0.1563E-01	50.6	0.3469E+00	0.1314E-01
50.0	0.4679E-01	0.5199E-02	56.1	0.4008E-01	0.4453E-02
55.0	0.7282E-01	0.6357E-02	61.5	0.6364E-01	0.5556E-02
60.0	0.1311E+00	0.8742E-02	66.9	0.1171E+00	0.7805E-02
65.0	0.5603E-01	0.5836E-02	72.2	0.5115E-01	0.5328E-02
70.0	0.1529E-01	0.5940E-02	77.5	0.1429E-01	0.2747E-02
75.0	0.8710E-02	0.2323E-02	82.7	0.8335E-02	0.2223E-02
80.0	0.1684E-01	0.3484E-02	87.9	0.1651E-01	0.3416E-02
85.0	0.1762E-01	0.3523E-02	93.0	0.1770E-01	0.3540E-02
110.0	0.8232E-02	0.2352E-02	117.5	0.9318E-02	0.2662E-02
115.0	0.1109E-01	0.2334E-02	122.2	0.1283E-01	0.2701E-02
145.0	0.5845E-02	0.2221E-02	149.6	0.7519E-02	0.2857E-02
150.0	0.7415E-02	0.1745E-02	154.0	0.9658E-02	0.2272E-02
155.0	0.7292E-02	0.2244E-02	158.4	0.9597E-02	0.2953E-02
160.0	0.2227E-01	0.6852E-02	162.7	0.2957E-01	0.9097E-02

Lebenslauf

Michael B e r g

geboren am

5. April 1940

in

Berlin

Eltern

Kgl.-Ing. Karl-Helmut Berg
Ilse Berg, geb. Gotsdinger

Familienstand

verheiratet seit 18. Sept. 1970
mit Gudrun Berg, geb. Kretz

Schulen

1950 - 1956 Grundschule in
Berlin-Spandau
1956 - 1959 Theresien-Gymnasium
Hilchen
1959 - 1963 Albertus-Magnus-Gym-
nasium Regensburg

Studium

1963 - 1970 Physik an der
Universität
Erlangen-Nürnberg

Prüfungen

29. Juli 1966 Mathematik

21. Juli 1970 Diplom

Stellungen

1. Sept. 1970 - 30. Sept. 1972
wissenschaftliche Hilfskraft am
Physikalischen Institut I der
Universität Erlangen-Nürnberg

1. Okt. 1972 - 31. Sept. 1974
Korreferent einer wissenschaftli-
chen Assistentenstelle am Phy-
sikalischen Institut III der
Universität Erlangen-Nürnberg

Erlangen, den 24. September 1974

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990